ÜBER DIE ABHÄNGIGKEIT DER DÄMPFUNG IN KONDENSATORKREISEN MIT FUNKENSTRECKE VON DER GESTALT UND DEM MATERIAL DER ELEKTRODEN SOWIE VON DEM DIELEKTRIKUM IN DER FUNKENSTRECKE

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT
ZU BERLIN.

Von

Walter F. Zorn
aus Berlin

ACAD. LUGD BAT BIBL

Tag der Promotion: 9. März 1910

LEIPZIG
JOHANN AMBROSIUS BARTH
1910

113

REFERENTEN:
PROFESSOR DR. H. RUBENS
PROFESSOR DR. M. PLANCK

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN LIEBEN ELTERN

IN DANKBARKEIT GEWIDMET

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535712_0013

Inhaltsverzeichnis.

A. Einleitung. Seite

Untersuchungsmethode und Apparate 9
Meßmethode und Fehlerquellen 12
Koppelungsbestimmungen 16

B. Ergebnisse.

Einfluß der geometrischen Gestalt des statischen Feldes 23
Einfluß des Elektrodenmaterials 32
Einfluß des Gases in der Funkenstrecke 37
Die Schwefeldioxydfunkenstrecken 41
Vakuumfunkenstrecken 44

C. Zusammenfassung der Resultate 49

Nachtrag 50
Verzeichnis der angeführten Literatur 51
Tabellen 52

Vorliegende Arbeit ist das Ergebnis von Untersuchungen über die Dämpfung elektrischer Schwingungen, die ich im Physikalischen Institut der Universität Berlin auf Anregung von Herrn Prof. Dr. P. Drude † begonnen und unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Rubens zu Ende geführt habe. Es möge mir gestattet sein an dieser Stelle mit dem Gefühle inniger Dankbarkeit meines hochverehrten Lehrers Prof. Dr. P. Drude zu gedenken. Für das meiner Arbeit bekundete stetige Interesse Herrn Prof. Dr. H. Rubens meinen herzlichsten Dank auszusprechen ist mir eine angenehme Pflicht. Herrn Prof. Dr. Wehnelt und Herrn Privatdozenten Dr. v. Baeyer bin ich für vielseitige Förderung zu aufrichtigem Danke verpflichtet.

A. Einleitung.

Die Dämpfung in geschlossenen Kondensatorkreisen wie sie z. B. in der Wellentelegraphie benutzt werden, ist in beträchtlichem Maße durch den Energieverlust in der erregenden Funkenstrecke bedingt. Es hat daher nicht nur theoretisches Interesse, sondern auch praktische Bedeutung, den Einfluß der Funkenstrecke auf die Dämpfung unter den verschiedensten Bedingungen zu untersuchen, wie sie durch Änderung der Gestalt der Elektroden und ihrer metallischen Umgebung, der Art des die Funkenstrecke erfüllenden Dielektikums und des Materials der Elektroden gegeben sind.

Untersuchungsmethode und Apparate.

Das logarithmische Dekrement der elektrischen Schwingungen in dem Schwingungskreise, der die zu untersuchende Funkenstrecke enthält (kurz Dämpfung des Primärkreises genannt), wurde nach der von Prof. Drude (1) angegebenen Methode bestimmt. Sie beruht darauf, daß mit dem Primärkreis ein zweiter Schwingungskreis (Sekundärkreis) lose induktiv gekoppelt wird, der aus Kapazität und meßbar veränderlicher Selbstinduktion besteht. Aus der Messung der Stromstärke im Sekundärkreis einmal, wenn die Schwingungsdauer seiner Eigenschwingung gleich der des Primärkreises ist, dann, wenn sie um eine bestimmte Größe von ihr abweicht, kann man die Summe der Dämpfungen beider Kreise berechnen. Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand des Sekundärkreises sind bekannt, resp. lassen sich leicht messen. Es läßt sich also seine Dämpfung berechnen und somit die Dämpfung des Primärkreises allein bestimmen.

Als Primärkreise wurden zwei Kreise benutzt, P_1 mit 34,6 m Wellenlänge, P_2 mit 60 m Wellenlänge. Die Dämpfungskurven 94 bis 293 wurden mit dem Kreise P_{1a} aufgenommen. Seine Kapazität betrug $C = 2{,}17$ m und bestand aus zwei Zinkplatten $19 \cdot 26$ qcm, die in einem Abstande von 4 mm in Petroleum durch 9 Hartgummischeiben auseinandergehalten wurden. Die Selbstinduktion betrug $L = 14$ m und bestand aus 4 mm dickem Kupferdraht, der zu einem Kreise von 23 cm Radius gebogen, durch Funkenstrecke und Kapazität in zwei gleiche Teile zerfiel. Es war also $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}39$. Ist nun γ_1 die Dämpfung im Primärkreise, so berechnet sich der effektive Widerstand des Primärkreises zu $w_1 = 24{,}3\ \gamma_1$ Ohm. Der effektive Widerstand der Drahtleitung betrug etwa 0,07 Ohm und die hierdurch verursachte Dämpfung entsprechend etwa 0,003, ist also klein gegenüber der Gesamtdämpfung im Primärkreis, die im günstigsten Falle 0,03 betrug.

Bei den Messungen 294 bis 399 bestand die Kapazität aus 4 Zinkplatten obiger Größe im Abstande von 12 mm. Die entstandenen 3 Teilkondensatoren waren parallel geschaltet, ihre Kapazität betrug also wieder 2,17 m.

Die Kapazität im Kreise P_2 mit 60 m Wellenlänge betrug $C = 5{,}1$ m. Sie bestand aus zwei konaxialen Zinkzylindern. Der innere geschlossene und höhere stand auf dem Boden eines mit Petroleum gefüllten Glaszylinders, der äußere oben und unten offene wurde von den Wänden dieses Glaszylinders getragen. Zwischen den Belegungen dieses Kondensators befand sich also kein festes Dielektrikum, das zu Verlusten durch dielektrische Hysteresis oder Gleitbüschelentladung Anlaß hätte geben können. Die Selbstinduktion betrug $L = 18$ m, daher war $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}53$. Es ist dementsprechend $w_1 = 18\ \gamma_1$ Ohm. Die Gestalt des Schließungskreises wechselte je nach der Form der Funkenstrecke. Die durch den effektiven Widerstand dieser Schließungskreise hervorgerufene Dämpfung war auch hier klein gegen die Gesamtdämpfung des Primärkreises.

Die Form der Funkenstrecke war je nach den einzelnen Versuchsbedingungen verschieden. Sie ist bei den einzelnen Messungen beschrieben. Gemeinsam war allen, daß die Funkenstrecke horizontal lag und in einem rotierenden Spiegel auf Partialentladungen untersucht wurde. Außerdem war das Auftreten von Partialentladungen an dem Ton des Funkenüberganges erkennbar.

Zur Speisung der Kondensatorkreise wurde ein kleineres Induktorium von M. Levy, dessen Sekundärspule für größere Stromstärken gebaut war, mit 8 bis 12 Volt Akkumulatorspannung, sowie ein 30 cm und ein 50 cm A.E.G.-Induktorium mit 30 bis 120 Volt Akkumulatorspannung benutzt. Als Unterbrecher diente ein A.E.G.-Turbinenunterbrecher mit Kugellager und Schwungscheibe, der recht gleichmäßig arbeitete. Es konnten zwei Unterbrecherringe mit 8 und 4 Zähnen eingesetzt werden, so daß die Unterbrechungszahl zwischen 50 bis 240 pro Sekunde verändert werden konnte.

In vielen Fällen war es zweckmäßig, die Sekundärspule des Induktoriums nicht metallisch mit der Funkenstrecke zu verbinden, sondern in die Speiseleitung Funkenstrecken (Vorfunken) oder Wasserwiderstände einzuschalten.

Als Sekundärkreis wurde ein Schwingungskreis von der Form verwandt, wie er von Prof. Drude (1, 2) zuerst für Dämpfungs- und Periodenmessungen benutzt wurde. Der zu den Messungen verwendete Kreis trug an den Enden der Messingröhrchen geschlitzte konische Gewinde, die durch eine Mutter fest auf den verschiebbaren Draht gepreßt werden konnten; dadurch wurde der Übergangswiderstand gegenüber der ursprünglichen Form bedeutend verkleinert und vor allem konstanter gemacht.

Das Thermokreuz bestand aus 0,05 resp. 0,02 mm dickem Kupfer und Konstantandraht von Hartmann & Braun; es befand sich in einem besonderen Hartgummirahmen, der bequem, ohne das Kreuz zu beschädigen, in den Sekundärkreis eingeschaltet und ausgewechselt werden konnte. Der im Schwingungskreis liegende Teil des Thermokreuzes konnte infolge dieser Anordnung bedeutend kürzer gehalten werden als bei der ursprünglichen Anordnung. Ein Zerreißen dieses kurzen Thermokreuzes infolge Bewegung der Kupferdrähte war hierdurch ausgeschlossen.

Als Galvanometer wurde ein Drehspulinstrument nach Rowland benutzt mit 1000 Ohm Widerstand und $1 \cdot 10^{-5}$ Volt-Empfindlichkeit.

Zur Bestimmung der Dämpfung γ_2 des Sekundärkreises wurde Kapazität und Selbstinduktion nach den bekannten Formeln berechnet, ebenso der effektive Widerstand der Sekundärleitung für die betreffende Schwingungszahl. Zu diesem Widerstande wurde noch der des Thermokreuzes hinzugefügt, der in der Brückenanordnung gemessen wurde. Aus diesen Größen wurde in bekannter Weise γ_2 berechnet. Da es sich nicht um die absolute Bestimmung von γ_1 bei diesen Messungen

handelt, sondern nur um Unterschiede in der Dämpfung bei gleichem Sekundärkreise, d. h. gleicher Sekundärdämpfung, so ergibt diese Berechnung von γ_2 genügend genaue Werte.

Meßmethode und Fehlerquellen.

Für die Bestimmung der Dämpfung γ_1 eines Kondensatorkreises mit Hilfe eines induktiv gekoppelten rechteckigen Meßkreises mit veränderlicher Selbstinduktion und der Dämpfung γ_2 hat Prof. Drude (1) folgende Formel abgeleitet:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \cdot \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \cdot \sqrt{\frac{s}{s_m - s}}, \quad \text{wo} \quad s = \frac{s_1 + s_2}{2} \quad \text{ist.}$$

a bedeutet die Seitenlänge des Meßkreises proportional der Selbstinduktion, und zwar ist, wenn a_m die Länge bei Resonanz beider Kreise ist, $a_1 > a_m > a_2$; s_1, s_2 usw. sind dann die diesen Stellungen entsprechenden Ausschläge im Galvanometer, die proportional dem Stromeffekt im Meßkreise sind.

Obige Formel ist unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Schwingungen im Primärkreise gemäß der Formel $e^{-\delta t} \sin(\nu t)$ verlaufen, wo $\gamma_1 = \delta_1 \cdot \tau$; $\gamma_1 = \pi \cdot w_1 \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$ ist und w_1 zeitlich unabhängig. Dies ist ja ohne weiteres für eine rein metallische Leitungsbahn erfüllt, nicht aber für die Funkenstrecke.

Die Frage, wie weit der Widerstand einer Funkenstrecke als konstant anzusehen ist, ist in eingehender Weise von D. Roschansky (8) experimentell untersucht worden. Roschansky findet in Übereinstimmung mit früheren Versuchen von J. Zenneck (4), Barkhausen (13), F. Richarz und W. Ziegler (6), daß in Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke bei größeren Wellenlängen bis etwa herab auf 170 m keineswegs die Amplituden der Spannung und des Stromes nach demselben Gesetze abnehmen, wie es sein müßte, wenn ihr Verhältnis konstant, d. h. ein zeitlich konstanter Widerstand im Kreise vorhanden wäre. Erst bei einer Wellenlänge von etwa 100 m und kleiner ist die Amplitudenkurve eine Exponentialkurve und demgemäß das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden während des ganzen Schwingungsverlaufes merklich konstant. So betrug z. B. bei $\lambda = 100$ m das logarithmische Dekrement einer Schwingung bei einer Amplitudengröße von 73 (willkürliches Maß) $\gamma = 0{,}146$, bei einer Amplitude von 10, $\gamma = 0{,}143$.

Die folgenden Messungen sind bei Wellenlängen von etwa 35 und 60 m aufgenommen. Es ist also nach den Versuchen von Roschansky wohl anzunehmen, daß bei diesen Messungen die Voraussetzung der Theorie, die zeitliche Konstanz des Widerstandes in ausreichendem Maße erfüllt ist.

Da der Funkenübergang nur unter besonderen, nicht immer in der wünschenswerten Weise erfüllbaren Bedingungen für längere Zeit regelmäßig war, im allgemeinen dagegen Intensitätsschwankungen unvermeidlich waren, so erhielt man genauere Werte von $\gamma_1 + \gamma_2$, wenn von der Aufnahme einer vollständigen Resonanzkurve abgesehen wurde und nur die Intensität an drei Punkten der Kurve bestimmt wurde, nämlich der Maximalausschlag s_m und die Intensitäten s_1 und s_2 für zwei Einstellungen des Sekundärkreises, die rechts und links symmetrisch zur Resonanzstellung lagen und so ausgewählt waren, daß $s_1 + s_2 = s_m$ war. Die Form der Resonanzkurven, die durch Aufnahme der ganzen Kurve kontrolliert wurde, war normal, wie aus den in den Tafeln angeführten Beispielen hervorgeht. Die Unterschiede der gemessenen und berechneten Kurve sind unbedeutend.

Durch Vorversuche wurde die ungefähre Lage von a_1, a_2 und a_m festgestellt, bei der die obige Bedingung erfüllt war; dann wurde die eigentliche Messung in folgender Weise gemacht. Der Ausschlag in den drei Punkten wurde gewöhnlich in der Reihenfolge a_1, a_m, a_2, a_2, a_m und a_1 bestimmt. Aus den vier Werten für s_1 und s_2 wurde das Mittel s gebildet und ebenso aus den beiden Ausschlägen in a_m das Mittel s_m.

Es möge ein Beispiel für die Dämpfungsmessung folgen:

a	$s\downarrow$	$s\uparrow$	Mittel	$f = 10$ mm	$\gamma_1 = 0{,}112$
912	2,1	2,2			
873	4,3	4,1	4,2	$\frac{\pi \cdot 78}{1746} = 0{,}140$;	$\gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}142$
834	2,1	2,1	2,12		

Durch diese Anordnung wird der Einfluß der Energieschwankungen während der Messungen nach Möglichkeit verringert. Ein Versuch, den Einfluß der Stromschwankungen durch die Kompensationsmethode aufzuheben, ergab keine größere Genauigkeit der Messungen, so daß die hier beschriebene einfachere und übersichtlichere Methode von Drude benutzt wurde. Die Dauer der Schließung des Primärstromes im Induktorium während der Messungen, sowie ein späteres Schließen des Galvanometerkreises nach Einsetzen der Funken war ohne merklichen

Einfluß auf die Größe der Dämpfung, wofern nur diese Verhältnisse während der Dauer einer Dämpfungsbestimmung konstant gehalten wurden. Ebenso hatte bei diesen Versuchen die Unterbrecherzahl des Turbinenunterbrechers sowie die Art der Speisung von Induktor und Primärkreis nur Einfluß auf die Regelmäßigkeit des Funkenüberganges und die Größe des Maximalausschlages, nicht aber auf die Dämpfung, solange nur das Auftreten von Partialentladungen vermieden wurde. Den Einfluß der Unterbrecherzahl auf den Maximalausschlag zeigt folgende Messung:

Zahl der Unterbrechungen resp. der Funken pro sek .	240	100
γ_1	0,073	0,075
s_m	22,5	8,0

Nach Prof. Drude (1) ist

$$w_2 \cdot I_m = \frac{\pi^2}{2} \cdot F^2 C_1 \cdot k^2 \frac{1}{\gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)},$$

wobei w_2 Widerstand des Sekundärkreises, I_m Stromeffekt im Sekundärkreis bei Resonanz, C_1 Kapazität des Primärkreises, k^2 magnetische Koppelung beider Kreise und F das Funkenpotential der Funkenstrecke, d. h. die Anfangspotentialdifferenz bedeutet, mit der die Schwingung einsetzt Da der Resonanzausschlag des Galvanometers s_m proportional I_m ist, so wird $F^2 = B s_m \cdot \gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2)$, wobei B eine Konstante ist, die von dem Widerstand des Sekundärkreises, der Kapazität des Primärkreises, der Koppelung und dem Proportionalitätsfaktor von s_m und I_m abhängt. Solange diese Größen konstant sind, gibt der Ausdruck $F' = \sqrt{s_m \cdot \gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)}$ ein Maß für die Größe des Funkenpotentials. In den Tabellen ist diese Größe berechnet und in den Tafeln angegeben. Aus den Messungen bei verschiedenen Drucken bei gleicher Funkenlänge (S. 41 Tafel u. Tabelle C_4) ergibt sich, daß für diesen Fall eine Proportionalität zwischen F' und dem Funkenpotential besteht. Aus Vergleichsmessungen mit einem Braunschen Elektrometer sowie mit Parallelfunkenstrecken geht hervor, daß bei kleinen Funkenlängen bis bis etwa 5 mm die Größe F' sehr wohl als Maß für das Funkenpotential gelten kann und für die Bestimmung kleiner Unterschiede des Funkenpotentials die genauesten Werte liefert. Bei größeren Funkenlängen scheint bei sehr großer Dämpfung diese Proportionalität nicht mehr in dem gleichen Maße zu bestehen. Beschränkt man sich aber darauf, bei der gleichen Funkenlänge nur die Unterschiede von F' in Betracht zu ziehen, wie es in dieser Arbeit geschehen ist, so kann

man wohl mit genügender Genauigkeit diese Unterschiede proportional setzen den Unterschieden des Funkenpotentials. Verschiedentlich wurde das Funkenpotential durch Vergleich mit der Funkenlänge einer parallel geschalteten Luftfunkenstrecke bestimmt. Diese Methode kann aber nur zu roher Schätzung dienen, da die Parallelfunkenstrecke innerhalb eines beträchtlichen Längenintervalles gleichzeitig mit der zu messenden Funkenstrecke anspricht, andererseits durch das Parallelschalten einer zweiten Funkenstrecke die Verhältnisse im Primärkreis in unkontrollierbarer Weise geändert werden.

P. Drude (3) setzt bei der Ableitung seiner Formel für $\gamma_1 + \gamma_2$, allerdings unter Vernachlässigung der Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis, voraus, daß der Koppelungskoeffizient k^2 klein gegen 1 ist und weist in einer späteren Arbeit (1) experimentell nach, daß die nach seiner Methode gefundenen Werte für $\gamma_1 + \gamma_2$ unabhängig von der Koppelung k^2 sind, falls diese nur die von ihm benutzte Koppelung nicht übersteigt.

Nun hat M. Wien (9) durch theoretische Betrachtungen nachgewiesen, daß die Bestimmung der Dämpfung eines elektrischen Schwingungskreises mit Hilfe eines resonierenden Systems nur dann einwandfreie Werte ergeben kann, wenn die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das Primärsystem klein ist. Auf Grund dieser theoretischen Betrachtungen leitet M. Wien die Bedingung ab, daß k^2 klein gegen $\frac{\gamma_{01} \cdot \gamma_{02}}{\pi_2}$ sein müsse, wo γ_0 die Dämpfung im ungekoppelten Systeme ist. Experimentelle Untersuchungen von M. Wien haben nun aber gezeigt, daß bei einem Primärsystem mit Funkenstrecke die Koppelung von geringerem Einflusse auf die Größe $\gamma_1 + \gamma_2$ ist, als die Theorie erwarten läßt, daß vielmehr das schon von P. Drude angegebene Kriterium für eine einwandfreie Dämpfungsmessung genügt, daß nämlich bei Verkleinerung des Koppelungskoeffizienten die gemessene Größe $\gamma_1 + \gamma_2$ ungeändert bleibt. Dieser Forderung genügt man bei Dämpfungsmessungen nach der Drudeschen Methode in den meisten Fällen ohne weiteres, da zu feste Koppelungen durch die Form des Sekundärkreises für die gebräuchlichen Primärkreise ausgeschlossen sind. Die Wienschen Untersuchungen lassen es aber doch wünschenswert erscheinen, die Koppelung wenigstens der Größenordnung nach zu kennen. Es wurde daher die Größenordnung der benutzten Koppelungen nach zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt.

Koppelungsbestimmungen.

Zur Bestimmung des Koppelungskoeffizienten gibt es zwei direkte Methoden (5). Die eine beruht darauf, daß in den beiden gekoppelten Systemen, die die Eigenschwingung ν_0 haben mögen, zwei Schwingungen auftreten, deren Frequenzen ν'' und ν' sind; ist die Koppelung zwischen den beiden Kreisen lose genug, so gilt die Beziehung

$$k = \frac{\nu'' - \nu'}{\nu_0}, \qquad \text{wobei} \qquad \nu'' + \nu' = 2\nu_0 \quad \text{ist.}$$

Man könnte also die Koppelung zwischen dem Meßkreise und dem Primärkreise dadurch bestimmen, daß man mit dem Meß- resp. Primärkreise einen zweiten Drudeschen Meßkreis sehr lose koppelt und durch Einstellen dieses Kreises auf Resonanz für die beiden Wellen im Primär- und ersten Meßkreis die Schwingungszahl dieser beiden Koppelungswellen bestimmt und dadurch die Größe der Koppelung. Allein eine Berechnung der zu erwartenden Unterschiede in der Einstellung des zweiten Meßkreises zeigt, daß diese Methode nur für sehr starke Koppelungen anwendbar ist, wie sie bei diesen Messungen nicht benutzt wurden. Denn schon bei einer für diese Messungen sehr starken Koppelung $k = 10^{-2}$ würden, wenn der Schwingung ν_0 eine Resonanzlage von 100 cm entspricht, die Resonanzpunkte für die Wellen ν'' und ν' kaum 2 mm auseinanderliegen. Für $k = 10^{-3}$ nur 0,2 mm, so daß es auf diesem Wege nicht möglich wäre, die Differenz $\nu'' - \nu'$ und damit den Koppelungskoeffizienten zu bestimmen.

Die zweite Methode geht von der Beziehung $k^2 = \frac{L^2_{12}}{L_{11} \cdot L_{22}}$ aus, wo L_{11} und L_{22} die wirksamen Selbstinduktionen, L_{12} die gegenseitige Induktion der beiden Kreise ist. L_{11} und L_{22} sind nun leicht aus den geometrischen Verhältnissen zu berechnen, nicht aber L_{12} für den Drudeschen Meßkreis. Es wurde daher versucht, diese gegenseitige Induktion auf eine andere berechenbare zurückzuführen. Dies geschah in folgender Weise:

Man kann annehmen, daß zwei Sekundärkreise mit gleichem Widerstande, gleicher Selbstinduktion und Kapazität dann mit einem Primärkreise gleich gekoppelt sind, wenn der in ihnen fließende Wechselstrom denselben Integraleffekt hervorbringt. Wählt man nun den einen Sekundärkreis so, daß man seine Koppelung berechnen kann und bringt den anderen in eine solche Lage zum Primärkreis, daß in ihm ein gleich starker Strom wie im ersten fließt, so wird auch seine

Koppelung gleich der des ersten sein. Die Schwierigkeit, einen zweiten Sekundärkreis mit genau derselben Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand wie im Meßkreise herzustellen, kann man dadurch umgehen, daß man an dem Meßkreise noch einen Zusatzkreis in Kreisform anbringt, dessen Ebene aber senkrecht zur Ebene der Rechtecksleitung liegt. Da bei den Messungen die Kraftlinien des Primärkreises die Ebene der Rechtecksleitung senkrecht durchsetzen, so wird der hinzugefügte Kreis, da seine Ebene ja parallel zu den Kraftlinien liegt, keinen merklichen Einfluß auf die gegenseitige Induktion des Meßkreises und Primärkreises haben. Dies gilt streng nur für den Fall, daß alle Kraftlinien senkrecht auf der Ebene des Primärkreises stehen. Ordnet man nun den Meßkreis so an, daß die Ebene des Zusatzkreises senkrecht zur Richtung der Kraftlinien steht, die Ebene der Rechtecksleitung also parallel zu den Kraftlinien, so wird die gegenseitige Induktion zwischen Meß- und Primärkreis merklich nur durch den Zusatzkreis bewirkt. In diesem Falle kann man aber die gegenseitige Induktion L_{12} nach folgender Formel berechnen (11):

$$L_{12} = \frac{2\,S\,S'}{u^3}\left(1 - \frac{3}{2^3}\cdot\frac{4\,x^2 - a^2}{u^2}\cdot\frac{a'^2}{u^2} + \frac{a'^2}{(2\cdot 4)^2}\cdot \right.$$
$$\left. \cdot\,\frac{a^4 - 12\,a^2x^2 + 8\,x^4}{u^4}\cdot\frac{a'^4}{u^4}\right).$$

Hier bedeutet S und S' die Flächen des Primär- und Zusatzkreises a und a' ihre Radien und es ist $u^2 = x^2 + a^2$. Die Ebenen der beiden Kreise müssen einander parallel sein, ihre Mittelpunkte auf einer Senkrechten zu diesen Ebenen liegen und den Abstand x haben.

Ist nun in beiden Lagen des Meßkreises der Ausschlag des Galvanometers der gleiche, so muß auch die Koppelung in beiden Fällen dieselbe sein und da diese für den Fall: „Zusatzkreis senkrecht zu den Kraftlinien“ berechenbar ist, so ist sie auch für den Fall, der bei den Dämpfungsmessungen vorliegt: „Rechtecksleitung senkrecht zu den Kraftlinien“, bestimmt.

Die Koppelungsbestimmung nach dieser Methode geschah in folgender Weise: Am Ende der Drudeschen Rechtecksleitung wurden an Stelle des Thermokreuzes zwei halbkreisförmig gebogene Kupferdrähte von 0,2 cm Dicke so angebracht, daß sie einen Kreis vom Radius 6,1 cm bildeten, dessen Ebene senkrecht zur Ebene der Rechtecksleitung steht; das Thermokreuz verbindet die beiden freien Enden dieser Kupferdrähte und befindet sich also wiederum in der Mitte dieses veränderten Sekundärkreises. Dieser wurde dann so über dem Primär-

kreise befestigt, daß die Ebene der Rechtecksleitung parallel der Ebene des Primärkreises lag, und dann die Dämpfung beider Systeme sowie Resonanzpunkt und Maximalausschlag bestimmt; vorher waren diese drei Größen ohne den Zusatzkreis bestimmt worden, während die Rechtecksleitung sich in derselben Lage befand. Es ergaben sich folgende Werte:

$f = 0{,}3$ cm	$\gamma_1 + \gamma_2$	s_m	a_m
ohne Zusatzkreis . . .	0,155	61,25	910
mit Zusatzkreis	0,157	56,24	655

Da die Wellenlänge im Primärkreise sich während der beiden Messungen nicht geändert hat, so muß auch im Sekundärkreise die Selbstinduktion beim Resonanzpunkte dieselbe geblieben sein. Der Einstellung $a_m = 910$ entspricht nun die Selbstinduktion $L_{22} = 1145$ cm, der Einstellung $a_m = 655$ entspricht eine Selbstinduktion der Rechtecksleitung (also ohne Zusatzkreis) von 820 cm. Die Differenz dieser beiden Zahlen muß also gleich der Selbstinduktion des Zusatzkreises sein, die also $1145 - 820 = 325$ beträgt. Ein Vergleich der beiden Maximalausschläge im Sekundärkreis mit und ohne Zusatzkreis zeigt, daß der Ausschlag durch den Zusatzkreis um etwa $8\,^0/_0$ gesunken ist. Nun ist nach P. Drude (1) bei Resonanz die durch einmaligen Oszillationsablauf am Thermoelement erzeugte Wärme

$$W_m = \frac{\pi^2}{2} \cdot F^2 \cdot C_1 \cdot k^2 \cdot \frac{1}{\gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)} .$$

Da s_m proportional W_m ist, ferner F und C_1 in beiden Fällen konstant, ebenso γ_1 und also auch $\gamma_1 + \gamma_2$, so ist auch die Koppelung des Meßkreises mit Zusatzkreis, k^2, um etwa $8\,^0/_0$ kleiner als ohne Zusatzkreis, d. h. k^2 wird nach dieser Methode um etwa $8\,^0/_0$ zu klein bestimmt. Daß die Koppelung trotz des Hinzufügens des Zusatzkreises kleiner geworden ist, erklärt sich zum Teil dadurch, daß die Ebenen der Rechtecksleitungen und des Zusatzkreises nicht genau senkrecht zueinander standen, so daß einige Kraftlinien, die die Rechtecksleitung durchschnitten hatten, auch durch den Zusatzkreis gingen, hier aber infolge der Lage dieses einen Strom in entgegengesetzter Richtung erzeugten wie in der Rechtecksleitung; zum Teil durch die Krümmung der Kraftlinien.

Der Meßkreis wurde sodann in Resonanzstellung in eine solche Lage zum Primärkreis gebracht, daß die Ebene des Zusatzkreises parallel der Ebene des Primärkreises war und die Verbindungslinie der Mittelpunkte dieser beiden Kreise senkrecht zur Ebene des Primärkreises stand. Dann stand auch die Ebene der Meßleitung senkrecht

auf der Ebene des Primärkreises und war mit dem am oberen Ende befindlichen Kondensator vom Primärkreise fortgewendet. Es wurde dann der Abstand der Mittelpunkte geändert und jedesmal der Ausschlag des mit dem Thermokreuze verbundenen Galvanometers abgelesen. Dieser Ausschlag wurde bei jedem Abstande x doppelt bestimmt, erstens, wenn der Zusatzkreis so gedreht war, daß das Thermokreuz der Funkenstrecke zugewendet war (Lage a), dann, wenn der Zusatzkreis in seiner Ebene um 180° gedreht, also das Thermokreuz dem Primärkondensator zugewendet war (Lage b). In der folgenden Tabelle sind die Resultate dieser Messungen sowie die nach der oben angeführten Formel berechneten Werte der gegenseitigen Induktion L_{12} sowie die mit ihrer Hilfe berechneten Werte für k^2 zusammengestellt.

x cm	s_m		s_m Mittel	L_{12}	$k^2 \cdot 10^6$
	Lage a	Lage b			
11	38	36	37	24,3	350
22	14,4	13,6	14,0	12,1	87
33	3,1	3,1	3,1	5,81	20
44	1,0	1,2	1,1	3,04	5,5

Sodann wurde der Sekundärkreis in eine solche Lage gebracht, daß die Meßleitungsebene parallel der Primärkreisebene lag und der Zusatzkreis senkrecht zum Primärkreis und von ihm abgewendet. Die Längsrichtung der Meßleitung lag dabei senkrecht zur Verbindungslinie des Kondensators und der Funkenstrecke. Die Höhe h der Rechtecksleitungen über dem Primärkreise wurde geändert und die Größe des Ausschlages im Galvanometer gemessen und zwar, wenn das Thermokreuz rechts lag (Lage c), wie auch wenn es links lag (Lage d). Die Resultate sind in folgender Tabelle angeführt:

h cm	s_m		Mittel
	Lage c	Lage d	
15,5	25,0	28,5	26,75
20,0	16	18	17,0
25,0	8,8	10,45	9,62
29.0	5,4	6,55	5,97

Stellt man den Inhalt beider Tabellen als Kurven dar und zwar als Ordinaten die Ausschläge, als Abszisse für die erste Kurve die Koppelung k^2, für die zweite die Höhe h der horizontalen Meßleitung über dem Primärkreise, so entsprechen die zu gleichen Ordinaten gehörenden Abszissenwerte der beiden Kurven einander, und man kann,

wenn man die Höhe des Meßkreises gemessen hat, aus den Kurven die Koppelung k^2 zwischen Meß- und Primärkreis entnehmen.

Befindet sich z. B. der Meßkreis 29 cm über dem Primärkreis, eine Lage, die bei der Aufnahme der Dämpfungskurven gewöhnlich gewählt wurde, so beträgt die Koppelung $k^2 = 3{,}8 \cdot 10^{-5}$. Da aber, wie oben nachgewiesen, die so erhaltene Koppelung um etwa $8\,^0/_0$ zu klein ist, so beträgt der wirkliche Wert der Koppelung etwa $4{,}15 \cdot 10^{-5}$.

Die Ausführung der vorstehend angegebenen Methode der Koppelungsbestimmung ist experimentell umständlich und auch rechnerisch nicht mit der wünschenswerten Genauigkeit durchzuführen, da sie Berechnung der beiden Selbstinduktionen und der gegenseitigen Induktion von Primär- und Zusatzkreis verlangt. Besonders ist die Notwendigkeit, den Sekundärkreis durch Hinzufügen des Zusatzkreises zu verändern und ihn in verschiedene genau bestimmte Lagen zum Primärkreis zu bringen, lästig. Um diese Übelstände zu vermeiden und ferner zu untersuchen, wie weit die im Vorhergehenden angestellten Betrachtungen den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, wurde die Koppelung noch nach folgender von der ersten gänzlich abweichenden Methode bestimmt:

Ist der Meßkreis auf Resonanz eingestellt, d. h. hat der Integraleffekt des in ihm erregten Stromes sein Maximum erreicht, so gilt nach P. Drude (1) folgende Beziehung:

$$w_2 I_m = \frac{\pi^2}{2} F^2 C_1 \cdot \frac{L_{12}^2}{L_{11} \cdot L_{22}} \cdot \frac{1}{\gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)} \quad \text{oder}$$

$$k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_{11} \cdot L_{22}} = \gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \frac{w_2 \cdot I_m}{\pi^2} \cdot \frac{2}{F^2 C_1} \cdot$$

Da die auf der rechten Seite stehenden Glieder bekannt resp. leicht meßbar sind, so ist hierdurch auch k^2 bestimmt. Bei der praktischen Benutzung sind folgende Umformungen bequem.

Das Thermokreuz T^{I} im Sekundärkreise möge im Resonanzfalle einen Ausschlag $s_m^{\mathrm{I}} = \alpha^{\mathrm{I}} I_m^{\mathrm{I}}$ im Galvanometer hervorbringen, wo α^{I} eine Konstante des Galvanometers und des Thermokreuzes T^{I} ist. Es möge ferner im Primärkreis nahe der Funkenstrecke ein zweites Thermokreuz T^{II} eingeschaltet sein, das den Ausschlag $s_1^{\mathrm{II}} = \alpha^{\mathrm{II}} \cdot I_1^{\mathrm{II}}$ ergeben möge, wo $I_1^{\mathrm{II}} = \int_0^{\tau} i_1^2 \, dt$ ist, d. h. also der Integraleffekt des im Primärkreise während der Dauer eines Oszillationsablaufes fließenden Stromes.

Ist der gesamte Widerstand des Primärkreises mit dem Thermo-

kreuz T^{II}, w_1^{II}, so ist die gesamte Energie des Primärkreises für die Dauer eines Oszillationsablaufes

$$\frac{1}{2} F^2 C_1 = w_1^{II} \cdot I_1^{II} = \frac{w_1^{II} \cdot s_1^{II}}{\alpha^{II}},$$

wobei die Indices (I und II) sich auf die beiden Thermokreuze beziehen, die Indices (1 und 2) auf den Primär- und Sekundärkreis. Es wird also

$$k^2 = \gamma_1^{II} \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)_1^{II} \cdot \frac{w_2^I \cdot s_m^I}{\pi^2 \alpha^I} \cdot \frac{\alpha^{II}}{w_1^{II} \cdot s_1^{II}}.$$

Es ist nun

$$\gamma_1^{II} = \frac{\pi \cdot w_1^{II}}{30} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$$

wo w_1^{II} in Ohm und C_1 in statischen Einheiten ausgedrückt ist. Folglich wird

$$k^2 = (\gamma_1 + \gamma_2)_1^{II} \cdot \frac{w_2^I \cdot s_m^I}{30 \pi \cdot \alpha^I} \cdot \frac{\alpha^{II}}{s_1^{II}} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}.$$

Vertauscht man die beiden Thermokreuze, legt also T^I in den Primärkreis und T^{II} in den Sekundärkreis, so erhält man durch Vertauschen der Indices wiederum einen Ausdruck für die Koppelung; es wird

$$k^2 = (\gamma_1 + \gamma_2)_1^I \cdot \frac{w_2^{II}}{30 \cdot \pi} \cdot \frac{s_m^{II}}{\alpha^{II}} \cdot \frac{\alpha^I}{s_1^I} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}.$$

Durch Multiplikation beider Ausdrücke für k^2 und Wurzelziehen auf beiden Seiten erhält man

$$k^2 = \frac{1}{30 \pi} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \cdot \sqrt{(\gamma_1 + \gamma_2)_1^I \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)_1^{II} \cdot w_2^{II} \cdot w_2^I} \cdot \sqrt{\frac{s_m^I}{s_1^I} \cdot \frac{s_m^{II}}{s_1^{II}}}.$$

Es ist bei dieser Ableitung vorausgesetzt, daß der Faktor α für ein bestimmtes Thermokreuz von der Dämpfung des in ihm fließenden Wechselstromes unabhängig ist.

Mit Hilfe dieser Formel wurde der Koppelungskoeffizient berechnet als die Ebene des Meßkreises 29 cm über der des Primärkreises lag. Der Resonanzpunkt befand sich bei 819 mm. Der Widerstand der beiden benutzten Thermoelemente betrug $w_0^I = 0{,}306$ Ohm, $w_0^{II} = 0{,}271$ Ohm. Es wurden zwei Messungen ausgeführt und zwar betrug die Funkenlänge beim ersten Versuch $f = 0{,}3$ cm, beim zweiten $f = 0{,}4$ cm. Die Funkenstrecke bestand aus kupfernen Stabelektroden in Luft von 0,2 cm Durchmesser. Die Speisung geschah durch zwei Vorfunkenstrecken von je 0,3 cm durch den Levyschen Induktor bei 12 Volt

und 106 Unterbrechungen pro Sekunde. Um die Werte w_2^{I} und w_2^{II} zu erhalten, ist zu den Widerständen der Thermokreuze w_0^{I} und w_0^{II} noch der effektive Widerstand der Meßleitung beim Resonanzpunkte mit 0,106 Ohm hinzuzufügen. Es wird also $w_2^{\mathrm{I}} = 0{,}502$ und $w_2^{\mathrm{II}} = 0{,}467$ Ohm. Der Faktor $\sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$ betrug 0,4.

Messung 1 ergab:

	a	*b*
Im Meßkreis	$s_m^{\mathrm{II}} = 4{,}9$	$s_m^{\mathrm{I}} = 6{,}68$
Im Primärkreis (Meßkreis in Resonanz)	$s_1^{\mathrm{I}} = 51{,}5$	$s_1^{\mathrm{II}} = 41{,}2$
Im Primärkreis (Meßkreis offen) . .	$s_1^{\mathrm{I}} = 54{,}5$	$s_1^{\mathrm{II}} = 42.5$
	$(\gamma_1 + \gamma_2)_1^{\mathrm{I}} = 0{,}177$	$(\gamma_1 + \gamma_2)_1^{\mathrm{II}} = 0{,}177$

Hieraus erhält man

$$k^2 = 4{,}52 \cdot 10^{-5} \qquad (k^2 = 4{,}32 \cdot 10^{-5}).$$

Messung 2 ergab:

	a	*b*
Im Meßkreis	$s_m^{\mathrm{II}} = 6{,}7$	$s_m^{\mathrm{I}} = 8{,}94$
Im Primärkreis (Meßkreis in Resonanz)	$s_1^{\mathrm{I}} = 75{,}5$	$s_1^{\mathrm{II}} = 57{,}5$
Im Primärkreis (Meßkreis offen) . .	$s_1^{\mathrm{I}} = 78{,}0$	$s_1^{\mathrm{II}} = 58{,}5$
	$(\gamma_1 + \gamma_2)_1^{\mathrm{I}} = 0{,}173$	$(\gamma_1 + \gamma_2)_1^{\mathrm{II}} = 0{,}172$

Hieraus erhält man

$$k^2 = 4{,}16 \cdot 10^{-5} \qquad (k^2 = 4{,}06 \cdot 10^{-5}).$$

Die eingeklammerten Werte erhält man bei Berücksichtigung der Werte s_1 bei offenem Sekundärkreis.

Als Mittel aus diesen beiden Bestimmungen ergibt sich

$$k^2 = 4{,}34 \cdot 10^{-5} \qquad (k^2 = 4{,}19 \cdot 10^{-5}).$$

Für dieselbe Koppelung ergab sich nach der ersten Methode

$$k^2 = 4{,}15 \cdot 10^{-5}.$$

Diese Methode der beiden Thermokreuze gestattet in den Fällen, in denen das Einschalten eines Thermokreuzes in den Primärkreis möglich ist, die Koppelung zwischen beliebig gestalteten Kreisen mit ausreichender Genauigkeit bequem und schnell zu bestimmen, freilich unter der Voraussetzung, daß die Thermokreuze die Energie der Schwingung unabhängig von der Dämpfung richtig wiedergeben.

B. Ergebnisse.

Einfluß der geometrischen Gestalt des statischen Feldes.

Der Umstand, daß die Drudesche Methode zur Messung der Dämpfung einen regelmäßigen Funkenübergang während der immerhin beträchtlichen Dauer der Messungen erfordert, sowie die Schwierigkeit, diese Regelmäßigkeit während genügend langer Zeit in ausreichendem Maße zu erhalten, machten eingehende Untersuchungen nötig, welchen Einfluß die Gestalt der Elektroden und die Beschaffenheit ihrer Umgebung auf die Regelmäßigkeit des Funkenüberganges hat und welche Größe die Dämpfung in den einzelnen Fällen annimmt.

Die Wirkung der verschiedenartigen zur Erreichung dieses Zweckes getroffenen Anordnungen läßt sich einheitlich erklären, wenn wir den Einfluß berücksichtigen, den sie auf die geometrische Gestalt des elektrischen Feldes vor der Entladung haben. Die Ergebnisse lassen sich übersichtlich darstellen und die Anordnungen werden verständlicher, wenn sie von dem Standpunkt der Theorie betrachtet werden, die J. J. Thomson (12) für die Funkenentladung gegeben hat.

Nach dieser Theorie tritt dann Funkenentladung ein, wenn der Spannungsabfall längs der mittleren freien Weglänge des positiven Ions gleich der Ionisierungsspannung geworden ist. Es sind also zwei Bedingungen zu erfüllen, wenn ein Funke zustande kommen soll; erstens müssen freie Ionen in der Funkenstrecke vorhanden sein, zweitens muß das Potentialgefälle in dem Raum zwischen den Elektroden einen bestimmten Grenzwert erreichen, der abhängt von der Natur des den Funkenraum erfüllenden Dielektrikums. Werden die Elektroden und die mit ihnen verbundene Kapazität aufgeladen, so wächst die Potentialdifferenz zwischen ihnen so lange, bis das Feld so stark geworden ist, daß die im Funkenraum befindlichen freien Ionen genügend beschleunigt werden, um durch Stoß neue Ionen erzeugen zu können.

Sind keine freien Ionen im Funkenraum vorhanden, so können die Elektroden zu bedeutend höheren Potentialdifferenzen aufgeladen werden, ohne daß Funkenentladung eintritt. Dieser Vorgang ist als Verzögerung bekannt. Schließlich tritt doch bei einem gewissem Potentiale Entladung ein und zwar dann, wenn an irgend einer Stelle der Elektroden oder einem in der Nähe der Funkenstrecke befindlichen metallischen Leiter, etwa einer Spitze, das elektrische Feld so groß geworden ist, daß dort durch Spitzenentladung freie Ionen entstehen, die durch

das Feld in den Funkenraum geführt und dort eine für die Stoßionisation genügende Beschleunigung erhalten.

Ist die Spitze mit einer Elektrode verbunden, so kann bei bestimmter Anordnung das Feld zwischen der Spitze und der anderen Elektrode eher die zur Stoßionisation nötige Stärke erreicht haben, als das Feld zwischen den Elektroden selbst. Dann findet die Funkenentladung zwischen der Spitze und der Elektrode statt. Es läßt sich aber bei geeigneter Stellung der Spitze erreichen, daß zwar in unmittelbarer Nähe der Spitze eine größere Feldstärke herrscht als an den Elektroden, so daß dort also Spitzenentladung eintreten kann, daß aber die Feldstärke außerhalb dieser Zone an der Spitze nicht groß genug ist, um auf der ganzen Strecke zwischen der Elektrode und der Spitze Stoßionisation zu bewirken. Die an der Spitze entstandenen freien Ionen werden dann durch das Feld mit geringerer Geschwindigkeit der Elektrode zugeführt und erlangen hier unter dem Einflusse des zwischen den Elektroden herrschenden Feldes die zur Stoßionisation nötige Beschleunigung und bewirken so die Funkenentladung zwischen den Elektroden. Auf den Einfluß der Spitze hat zuerst W. Eickhoff (17) aufmerksam gemacht.

Sind zunächst keine freien Ionen in dem Funkenraum vorhanden, so kann bei Abwesenheit von fremden Ionisierungsmitteln der Fall eintreten, daß schon, bevor die Feldstärke den zur Stoßionisation in der Funkenstrecke nötigen Wert erreicht hat, an einer geeignet gelegenen Spitze Ionen erzeugt werden, die in den Funkenraum eindringen, so daß sich also in dem Momente, wo die Ionisierungsfeldstärke im Funkenraum erreicht ist, dort auch freie Ionen befinden. Die Funkenentladung wird also in diesem Falle bei der gleichen Potentialdifferenz einsetzen, gleichgültig, ob die Ionen erst an der Spitze vom Felde erzeugt wurden oder sich schon im Funkenraum befanden. Können aber bei der Ionisierungsfeldstärke noch an keiner Stelle des Funkenraumes freie Ionen gebildet werden, so steigt das Potential weiter an, bis Spitzenentladung eintritt und freie Ionen in den Funkenraum gelangen. Befindet sich keine ausgezeichnete Stelle im Funkenraum, an der sich bei einer bestimmten Potentialdifferenz freie Ionen bilden können, wie etwa eine Spitze, so wird diese Ionenbildung an zufälligen Unebenheiten der Elektroden geschehen, das Entladungspotential wird je nach der zufälligen Gestalt dieser Unebenheiten verschieden sein, die Entladung wird unregelmäßig.

Die Größe der Potentialdifferenz, bei der die Entladung einsetzt, hat nun entscheidenden Einfluß auf die Größe der Dämpfung. Je

größer das Potential ist, zu dem ein Kondensator aufgeladen wird, um so größer ist die in ihm aufgespeicherte Elektrizitätsmenge, um so größer unter sonst gleichen Verhältnissen die maximale Stromamplitude, die den Schließungskreis, also auch die Funkenstrecke durchfließt.

Die in dieser Arbeit mitgeteilten Messungen bestätigen die Richtigkeit der Ansicht, daß der Widerstand einer Funkenstrecke um so kleiner ist, je größer unter sonst gleichen Umständen der sie durchfließende Strom ist.

Aus der Theorie von Barkhausen (13) folgt, daß der Funkenwiderstand mit wachsendem Ohmschen Widerstande des Schließungskreises zunimmt und zwar liegt er zwischen den Werten $\frac{6a}{\pi \cdot I}$ und $\frac{8a}{\pi \cdot I}$, wo a den Spannungsabfall in der Funkenstrecke, I die Maximalstromamplitude bezeichnet. Aus derselben Theorie ergibt sich der Funkenwiderstand, also auch die Funkendämpfung als proportional zu $\frac{a}{V}$, wo V das Entladungspotential ist.

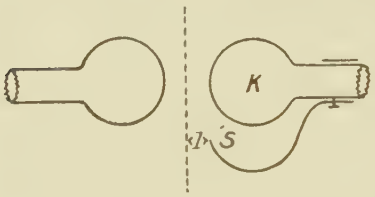
E. Jacob (14) hat durch Untersuchung der Stromamplituden bei kleinen Schwingungszahlen mit Hilfe des Oszillographen nachgewiesen, daß bei wachsender Stromstärke, aber gleicher Funkenlänge, die Funkendämpfung sinkt, während sie bei gleicher Stromstärke mit der Funkenlänge wächst.

Für gleiche Funkenlänge, also gleiches Entladungspotential und verschiedene Kapazität ist dies durch R. Lindemann (15) und G. Rempp 16 nachgewiesen, durch Rempp auch die Zunahme des Funkenwiderstandes, wenn unter sonst gleichen Verhältnissen der metallische Widerstand des Schließungskreises vergrößert wird. Vergrößerung des metallischen Widerstandes bewirkt ja eine Verringerung des die Funkenstrecke durchfließenden Stromes.

Für gleiche Kapazität, gleich lange Funkenstrecke, aber verschiedene Potentiale ist die Gültigkeit dieses Satzes durch die später angeführten Messungen in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken nachgewiesen. Es wird also unter sonst gleichen Bedingungen bei gleich langer Funkenstrecke die Dämpfung um so kleiner sein, je größer das Entladungspotential ist. Dieser Satz wurde durch alle Messungen bestätigt, bei denen nicht das Elektrodenmaterial geändert wurde. Die durch Änderung des Elektrodenmaterials erzielten Potentialunterschiede sind klein; es entspricht hier aber stets einer Zunahme des Potentials auch eine Zunahme der Dämpfung.

Bei gegebener Funkenlänge, Elektrodenmaterial und Dielektrikum läßt sich durch geometrische Gestaltung der Funkenstrecke das Entladungspotential beeinflussen und dadurch wiederum die Dämpfung. Es mögen zunächst die Messungen mitgeteilt werden, bei denen die Funken zwischen Kugelelektroden von 1 cm Durchmesser übergingen.

Von W. Eickhoff (17) wurde darauf hingewiesen, daß die Anwesenheit einer Spitze in der Nähe der Funkenstrecke den Funkenübergang bedeutend regelmäßiger mache. Es wurde der Einfluß der Eickhoffschen Spitze sowie eines Kranzes von 8 Spitzen auf das Funkenpotential und die Dämpfung einer Kugelfunkenstrecke untersucht und gefunden, daß durch geeignete Einstellung der Spitze in der Funkenstrecke das Funkenpotential wesentlich verringert werden konnte; gleichzeitig stieg die Dämpfung bedeutend an, und zwar soweit, daß Funkenpotential und Dämpfung der Funkenstrecke aus Kupferkugeln von 10 mm Durchmesser gleich der einer gleich langen Funkenstrecke aus Kupferstäben von 2 mm Dicke wurden.



Der Einfluß der Eickhoffschen Spitze wurde in der nebenstehend abgebildeten Funkenstrecke mit Kupferkugeln untersucht. Die Spitze S wurde parallel der Achse der Funkenstrecke von Millimeter zu Millimeter in dem Funkenraume verschoben und die Dämpfung gemessen. Die Ergebnisse sind in der unten aufgeführten Tabelle enthalten; es bedeutet l den Abstand der Spitze von der Mittelebene der Funkenstrecke.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	l mm	
—	92	—	5	unregelmäßige Spitze nahe Kugel K
74	58	662	4	unregelmäßig
77	44	596	3	unregelmäßig
86	31	551	2	regelmäßig
93	23,4	513	1	
102	18,7	498	0,5	
112	14,25	472	0	Spitze Mitte Funkenstrecke

Es ergibt sich, daß die Regelmäßigkeit der Entladung und die Dämpfung um so größer wurde, je weiter die Spitze in den Funkenraum hineingeschoben wurde, während das Funkenpotential gleichzeitig abnahm.

Dasselbe Ergebnis hatten Versuche mit folgender Anordnung. Die oben erwähnten Kupferkugeln befanden sich in einem Glasrohr, in das

seitlich, senkrecht zu seiner Längsachse ein Messingstab mit einem Nadelkranz eingeführt war. Dieser bestand aus 8 Nähnadeln, die auf einem Ringe von 4 cm Innenradius so angeordnet waren, daß ihre Spitzen nach seinem Mittelpunkte zeigten und auf einem Kreise von 1 cm Durchmesser lagen. Sie konnten mit Hilfe des erwähnten Messingstabes in dem Glasrohr so eingestellt werden, daß ihre Ebene senkrecht zur Achse der Funkenstrecke stand, und der Mittelpunkt des Spitzenkreises auf dieser Achse lag. Die Funkenstrecke wurde mit Hilfe eines Funkenmikrometers auf 4 mm eingestellt und während der folgenden Messungen nicht geändert. Der Nadelkranz konnte, ohne die Stellung der Elektroden zu ändern, in der Richtung der Längsachse der Funkenstrecke verschoben und so seine Stellung zwischen den Kugeln geändert werden. Er wurde zunächst so eingestellt, daß der Funkenübergang, der ohne Spitzenkranz sehr unregelmäßig war, eben regelmäßig genug zur Messung wurde. In dieser Stellung 1 berührte die Ebene der Nadeln gerade die Kugel, ohne daß ihre Spitzen sie berührte. Wurde der Kranz weiter aus der Funkenstrecke entfernt, so wurde der Funkenübergang unregelmäßig. In Stellung 2 befand sich die Nadelebene ca. 1 mm von der Kugel entfernt in der Funkenstrecke, bei Stellung 3 in der Mitte der Funkenstrecke, also 2 mm von der Kugel entfernt. Die Messung ergab folgende Werte:

	1	2	3
γ_1	0,077	0,085	0,104
F'	0,663	0,645	0,500
s_m	53,5	42,5	17,8

Je weiter der Nadelkranz in die Mitte der Funkenstrecke verschoben wird, desto größer ist naturgemäß sein Einfluß auf die Gestalt des Feldes. Das Entladepotential sinkt und die Dämpfung steigt wie im vorigen Falle. Ob eine derartige Spitze nur einen auf einen kleinen Umkreis beschränkten Einfluß auf das Feld hat, also im wesentlichen nur durch Erzeugung von Ionen wirkt, die die Verzögerung aufheben, die ja in einem geschlossenen Gefäße sehr groß werden kann, oder ob sie das Feld zwischen den Kugeln in größerem Umfange beeinflußt, also direkt auf die Höhe des Entladungspotentials zwischen den Kugeln Einfluß hat, läßt sich nicht entscheiden. Vermutlich wirkte in der Stellung 2 und 3 beides, während in der Stellung 1, wo sich die Spitze nahe der Elektrode befand, nur die Verzögerung aufgehoben wurde, ohne daß eine merkliche Beeinflussung des Feldes zwischen den Kugeln stattfand. Daß eine Spitze bei bestimmter Stellung direkt das

Feld zwischen den Elektroden beeinflussen kann, geht daraus hervor, daß an einer Eickhoffschen Spitze, die sich in der Mitte der Funkenstrecke befindet, leicht Funkenentladung zur anderen Elektrode übergeht sowie aus folgendem Versuche.

Es ist bekannt, daß bei gleicher Funkenlänge das Funkenpotential einer Kugelfunkenstrecke bedeutend höher ist als das einer Funkenstrecke mit stabförmigen Elektroden von etwa 2 mm Dicke, die mit ihren stumpfen Enden einander gegenüberstehen. Entsprechend ist auch die Dämpfung in jenem Falle kleiner als in diesem. Es gelang aber durch Einführen einer Spitze in eine Kugelfunkenstrecke — ohne daß die Funken die Spitze berührten — diesen Unterschied in der Dämpfung und im Funkenpotential bei folgender Anordnung zu beseitigen. Es wurde bei einer Funkenlänge von 4 mm die Dämpfung einer Funkenstrecke von stabförmigen Kupferelektroden gemessen, die durch Hartgummistirnwände in einen Messingzylinder geführt waren, und eine Parallelfunkenstrecke in Luft so eingestellt, daß die Funken abwechselnd hier wie im Zylinder übersprangen. Dann wurden die Kupferstabelektroden durch Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser ersetzt und eine seitlich eingeführte Spitze in eine solche Stellung zur Funkenstrecke, deren Länge auch jetzt 4 mm betrug, gebracht, daß wieder abwechselnd zwischen den Kugeln im Zylinder wie an der ungeänderten Vergleichsfunkenstrecke Funken übergingen. Dann wurde hier die Dämpfung gemessen. Es ergaben sich folgende Werte:

	γ_1	F'	s_m
Stabelektroden	0,076	0,555	38,2
Kugelelektroden mit Spitze	0,077	0,556	37,7

Die Übereinstimmung der Dämpfungen in beiden Fällen ist eine sehr gute. Bemerkenswert ist auch, daß in beiden Fällen die Größe F' denselben Wert hat, welche nach P. Drude ein Maß für das Entladungspotential ist.

Es möge an dieser Stelle noch ein Versuch angeführt werden, der mit denselben Elektroden, Kugel- und Stabelektroden, ausgeführt wurde und der das ja von vornherein zu erwartende Resultat ergab, daß bei gleichem Funkenpotentiale die längere Funkenstrecke in demselben Medium die größere Dämpfung, also auch den größeren Widerstand hat.

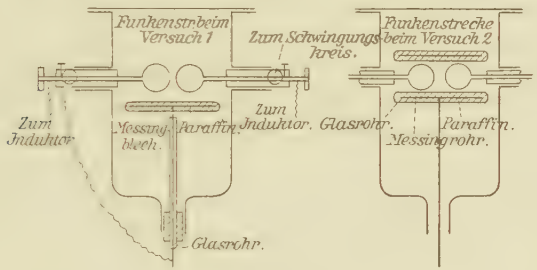
Die Kugelfunkenstrecke hatte eine Länge von 5,8 mm und eine Dämpfung von 0,069; die Stabfunkenstrecke wurde soweit vergrößert, bis sie dasselbe Entladungspotential wie die Kugelfunkenstrecke hatte.

Dies war bei einer Funkenlänge von 12 mm der Fall. Ihre Dämpfung ergab sich zu 0,158. Ein qualitativ gleiches Resultat ergaben auch die Messungen von E. Jacob (14).

Ähnlich wie eine Spitze wirkt ein Drahtnetz, das in die Nähe der Funkenstrecke gebracht und mit einem Pol verbunden ist, ebenso auch ein vollkommen von Paraffin eingeschlossenes Blech. Auch hierdurch wird das Entladungspotential herabgesetzt und der Funkenübergang regelmäßiger.

Dies wurde durch folgende Versuche bestätigt. In der Mittelebene eines Glaszylinders *U* von 10 cm Durchmesser und 14 cm Höhe waren vier um 90° versetzte Glasröhrchen angeblasen. In zwei einander gegenüberliegende Glasröhrchen waren dickwandige Messing-

Querschnitt des Glascylinders U.



röhren eingekittet, die außen Klemmen für den Schwingungskreis trugen und in denen sich gut passend 4 mm dicke Messingstäbe meßbar verschieben und festklemmen ließen. Auf die inneren Enden dieser Messingstäbe konnten die Kugeln der Funkenstrecke aufgeschraubt werden. Durch die beiden anderen Glasröhrchen konnten gasdicht die Speiseleitungen der Funkenstrecke hindurchgeführt werden. Die obere Öffnung des Glaszylinders konnte durch eine Glasplatte verschlossen werden, die untere lief in ein enges Glasrohr aus. Dieses Glasrohr durchsetzte ein Messingstab, der im Glaszylinder in 24 mm Entfernung von der Kugelfunkenstrecke ein horizontales, von einer 1 cm dicken Paraffinschicht umgebenes Messingblech trug (Versuch 1), das durch diesen Messingstab außen mit den Polen verbunden werden konnte. Aus den in Tabelle A angeführten Messungen ergibt sich, daß das Entladungspotential bei weitem höher ist, wenn das Blech mit keinem Pole verbunden ist, als wenn es mit ihnen verbunden ist. Dies er-

kennt man schon aus dem bedeutend größeren Primärstrom im Induktorium bei der Entladung. Auch diese Messungen zeigen, daß ein höheres Potential stets von kleinerer Dämpfung begleitet ist. Die Unterschiede in der Dämpfung und dem Entladepotential, je nachdem das Blech mit der Anode oder Kathode verbunden ist, rühren in diesem Falle wohl von einer Unsymmetrie in der Lage des Bleches zu den Kugeln her. Der Einfluß des Bleches nimmt mit Vergrößerung der Funkenlänge zu. Unter 6 mm war er nur gering.

Um die Unsymmetrie in der früheren Anordnung zu vermeiden, wurde die Funkenstrecke von einem symmetrisch zur Funkenachse gelegenen Glasrohre (Versuch 2) von 26 mm innerem Durchmesser umgeben. Über dieses war ein kürzeres Messingrohr geschoben und dann Glasrohr und Messingrohr außen mit einer etwa 15 mm dicken Paraffinschicht umgeben. Bei der ersten Meßreihe in Tabelle A war die rechte Kugel Anode, bei der zweiten Kathode. Die Dämpfung ist, wenn die Anode mit dem Messingrohr verbunden wurde, bedeutend, wenn die Kathode verbunden wurde, nur wenig größer als mit unverbundenem Messingzylinder. Da diese Anordnung eine Spitzenentladung ausschließt, so kann die Potentialerniedrigung wohl nur von einer Beeinflussung des Feldes herrühren, während in den Fällen, in denen das Funkenpotential durch ein Drahtnetz oder ein Kupferblech beeinflußt wurde, Beeinflussung des Funkenpotentials und also auch der Dämpfung durch Spitzenentladung nicht ausgeschlossen ist.

Es ist aber auch möglich, durch Einführen freier Ionen mittels Luftstrom in die Funkenstrecke das Entladungspotential zu erniedrigen, ohne das Feld durch eingeführte metallische Leiter zu stören.

Wurde z. B. bei der vorerwähnten Kugelfunkenstrecke im Messingrohre (S. 28) die seitliche Spitze entfernt, so trat die Entladung erst bei einem sehr hohen Potentiale ein, so daß eine sehr starke Speisung des Induktors erforderlich war. Es traten dann aber stets Partialentladungen auf — die Funkenstrecke konnte durch ein auf den Messingzylinder aufgekittetes Glasfenster beobachtet werden — die zeigten, daß, nachdem einmal eine Entladung im Rohr stattgefunden hatte, die folgenden Funken bei einem viel geringeren Potentiale zustande kamen als der erste. Es konnte nun die Speisung des Induktoriums so weit herabgesetzt werden, ohne daß die Funken aufhörten, bis bei jeder Unterbrechung des Primärstromes nur ein Funke überging. Unterbrach man den Funkenstrom, so setzten die Funken noch nach 5 Minuten bei der schwächeren Speisung ein, wenn die Luft im Rohre ruhte, nach einer etwa 10 Minuten dauernden Unterbrechung

aber war wieder eine stärkere Speisung erforderlich, um den Funkenübergang einzuleiten. Ließ man aber durch zwei in die Stirnwände eingeführte Röhren Luft in der Längsrichtung durch den Zylinder strömen, so beobachtete man bei dem ersten Funken zunächst wieder dieselbe Erscheinung wie in ruhender Luft. Die Funken setzten auch bei ganz kurzer Unterbrechung des Stromes bei geringerer Speisung wieder ein. Dauerte aber die Unterbrechung jetzt länger als etwa 30 Sekunden, so bedurfte es der erhöhten Spannung, um das Funkenspiel einzuleiten.

Diese Erscheinungen lassen sich zwanglos durch die Annahme erklären, daß durch den ersten Funken freie Ionen von großer Lebensdauer und voraussichtlich großer Masse (Langevin) gebildet werden, die sich, wenn die Luft im Rohre ruht, längere Zeit in der Funkenstrecke erhalten und die Verzögerung aufheben, dagegen durch den Luftstrom in kurzer Zeit aus der Funkenstrecke entfernt werden. Eine Stütze erhält diese Anschauung durch folgenden Versuch. Die Speisung wurde so gewählt, daß die Funken gerade noch regelmäßig übergingen, wenn ein Luftstrom durch das Rohr geleitet wurde; bei einer Stromunterbrechung von mehr als etwa 30 Sekunden setzten die Funken dann nicht mehr ein. Der Luftstrom mußte aber, bevor er das Messingrohr durchströmte, ein enges Glasrohr passieren, in dem sich eine zweite Funkenstrecke befand, die von einem zweiten Induktorium gespeist werden konnte. Wurde nun diese zweite, die Ionisierungsfunkenstrecke, einen Augenblick eingeschaltet, so traten nur ganz vereinzelte Funken an der ersten Funkenstrecke auf; wurde dagegen die Ionisierungsfunkenstrecke etwa 15 Sekunden betrieben, so setzten die Funken im Messingrohr regelmäßig ein und änderten sich auch nicht, wenn nun die Ionisierungsfunkenstrecke ausgeschaltet wurde. Unterbrach man die erste Funkenstrecke, während die Ionisierungsfunkenstrecke ruhte, so setzten die Funken dort zwar nach 15 Sekunden wieder ein, nicht aber nach 20 Sekunden, da dann alle freien Ionen durch den Luftstrom aus der Funkenstrecke entfernt worden waren. Das Licht der Ionisierungsfunkenstrecke konnte die erste Funkenstrecke nicht treffen.

Es war nötig, auf diese Vorsichtsmaßregel zu achten, denn auch das Licht einer Funkenstrecke hebt, wie bekannt, die Verzögerung auf und macht dadurch den Funkenübergang regelmäßiger. Daß ultraviolettes Licht auf das Entladungspotential gerade bei schnellen Schwingungen großen Einfluß hat, hat zuerst H. Hertz [24] nachgewiesen; später ist dieser Einfluß von J. Algermissen [18] näher untersucht

wurden. Aus meinen Messungen geht hervor, daß auch hier wieder mit der Erniedrigung des Potentials eine Erhöhung der Dämpfung einhergeht.

Auf der Wirkung des ultravioletten Lichtes beruht auch wohl, wenigstens zum Teil, der Einfluß von Vorfunkenstrecken. Der Funkenübergang wird bedeutend regelmäßiger, wenn man den Kondensatorkreis nicht metallisch mit dem Induktorium verbindet, sondern unter Zwischenschaltung von zwei kleinen Funkenstrecken. So sind z. B. die weiter unten angeführten Messungen der Dämpfungsunterschiede verschiedener Elektrodenmetalle (S. 35) bei Verwendung zweier Vorfunkenstrecken erhalten.

Einfluß des Elektrodenmaterials.

Die älteste Angabe über den Einfluß verschiedenen Elektrodenmaterials auf den oszillatorischen Funken eines Kondensatorkreises rührt wohl von F. Himstedt (19) her, der angibt, daß Zink als Elektrode bedeutend bessere Resultate gebe, als andere von ihm untersuchte Materialien.

A. Batelli und L. Magri (20) finden bei Platin-Iridium sowie Cadmium-Elektroden keinen Unterschied in der im oszillatorischen Funken entwickelten Wärmeenergie, die kalorimetrisch gemessen wurde.

W. Kaufmann (21) findet, daß die Wärmemenge bei Messingkugeln kleiner als bei Zinkkugeln ist und zwar im Verhältnis von 0,54 : 1.

A. Slaby (22) hat nach einer Substitutionsmethode den Widerstand einer in einen Schwingungskreis eingeschalteten zweiten Funkenstrecke gemessen bei verschiedenen Materialien und Funkenlängen. Wie aus den Versuchen von W. Eickhoff (17) hervorgeht, kann man aber aus den nach dieser Methode erhaltenen Werten für den Funkenwiderstand nicht auf die Dämpfung einer gleichgebauten Erregerfunkenstrecke schließen [vgl. auch J. Zenneck (5)]. Ordnet man die Metalle nach der Größe des Widerstandes der Funkenstrecke mit den betreffenden Elektroden, so ist diese Reihenfolge nicht für alle Funkenlängen die gleiche. Im wesentlichen stimmt diese Reihenfolge für die Metalle Aluminium, Kupfer, Zink und Cadmium mit den im folgenden beschriebenen Messungen überein (Tafel B_1). Silber hat dagegen einen noch kleineren Funkenwiderstand als Cadmium. Eisen hat bei Funkenlängen über 1,5 mm einen größeren Widerstand als Kupfer und Aluminium.

Nach den Ergebnissen der Messungen in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Elektrodenformen lag es nahe zu vermuten, daß

etwaige Unterschiede im Entladungspotential verschiedene Dämpfungen hervorbringen würden. Derartige Unterschiede im Funkenpotential bei verschiedenen Metallen findet aber nur Almy (23) beim Minimumpotential in Wasserstoff. Bestand die Anode aus Platin, so betrug das Minimumfunkenpotential für eine Kathode aus Aluminium 230 Volt, Zink 255 Volt, Eisen 268 Volt, Kupfer 270 Volt. War die Kathode aus Platin, die Anode aber eins der anderen Metalle, so betrug das Potential bei Kupfer und Zink 285 Volt, bei Aluminium und Eisen 286 Volt.

E. Warburg (7) findet, daß bei Elektroden aus Eisen, Zink und Messing bei einer Funkenlänge von 1 mm die Substanz der Elektroden keinen erheblichen Einfluß hat auf das statische Entladungspotential.

Righi findet für Kohle, Wismut, Zinn, Blei, Zink und Kupfer gleiches Potential.

Peace (25) kommt nach sehr sorgfältiger Untersuchung von Zink und Messing zu dem gleichen Resultat.

Ebenso Carr (26) für Messing, Eisen, Zink und Aluminium.

Orgler (27) untersuchte Zink, Eisen und Messing mit gleichem Erfolg.

De la Rue und Müller (28) finden, daß der Funke leichter zwischen Aluminiumelektroden übergeht als zwischen solchen aus anderen Metallen, daß aber sonst die Natur der Elektroden ohne Einfluß ist.

Corbino (29) hat die Pole der Sekundärspule eines Induktors mit einer Eisen-, Messing- und Kupferfunkenstrecke verbunden und die in ihr fließende Elektrizitätsmenge bestimmt, wenn an die Enden der Primärspule plötzlich eine elektromotorische Kraft gelegt wurde. Er findet bei diesen Metallen keinen systematischen Unterschied. Dagegen ergeben Kohlekugeln aus dochtloser Bogenlampenkohle doppelt so große Funkenlängen und größere Elektrizitätsmengen als Metallkugeln. Bei Benutzung einer Kohle- und einer Metallelektrode wurde dasselbe Resultat erzielt, als wenn beide Elektroden aus dem Material der Kathode bestanden hätten.

Einflüsse des Elektrodenmaterials auf die Vorgänge im Funken sind nachgewiesen von Haschek und Mache (30). Sie fanden den Druck im Funken abhängig von der Natur der Elektroden und zwar betrug er in Luft bei Kohle 124 Atm., bei Eisen 79 Atm., bei Messing 64 Atm. Ferner stellten sie fest, daß beim Übergang von Funken in schneller Folge der Funke zum beträchtlichen Teile vom Metalldampfe getragen werde.

Schuster und Hemsalech (31) finden, daß die Geschwindigkeit der Metalldämpfe im Funken für Metalle von niedrigem Atomgewicht größer ist als für solche mit höherem, z. B. bei Aluminium 1890 m sek^{-1}, für Zink und Cadmium 545 m sek^{-1}.

Dämpfungsmessungen an verschiedenen Metallelektroden sind neuerdings von E. Jacob (14) mit Hilfe des Oszillographen vorgenommen. Die Schwingungsdauer der hierbei benutzten Welle betrug $1{,}273 \cdot 10^{-3}$ sek, die Wellenlänge 383 km. Die Kapazität des Glasplattenkondensators in Öl betrug 290 m, die Selbstinduktion 1270 km, der Ohmsche Widerstand betrug 19,81 Ohm. Die Funkenstrecke bestand aus stabförmigen Elektroden, die vorn zu einer Halbkugel von etwa 1 cm Radius abgerundet waren. Die Funkenlänge betrug 2 mm. Bei diesen langen Wellen ist aber die Dämpfung während des Schwingungsverlaufes nicht konstant, sondern nimmt während der Schwingung zu, so daß z. B. das log. Dekrement für die zweite Periode kleiner ist als für die fünfte. Da nun die Dämpfung von der Stromamplitude abhängt, die Stromamplitude aber nicht für alle Metalle die gleiche ist, so vergleicht Jacob nicht die Dämpfungen der verschiedenen Metalle während Perioden gleicher Ordnungszahl, z. B. in der zweiten Periode nach Einsetzen der Schwingungen, sondern er vergleicht die Dämpfungen bei der gleichen Stromamplitude von 0,205 Amp. Diese Amplitude tritt bei einigen Metallen schon in der zweiten Periode ein, bei anderen erst in der vierten. Die kleinste Dämpfung zeigt Antimon, die größte Kupfer. Die Reihenfolge ist Sb; Sn; Bi; Pb; C; Zn; Mg; Al; Messing; Fe und Cu.

Die in den Tabellen und Tafeln B angeführten Messungen sind vor dem Erscheinen der oben erwähnten Messungen von Jacob (schon im November 1907) vorgenommen.

Die Unterschiede in den log. Dekrementen bei verschiedenen Metallen sind nicht groß, sie betreffen bei Silber, Kupfer, Aluminium und Eisen nur die dritte Dezimale des Dekrementes. Dagegen besteht ein größerer Unterschied zwischen Zink und Cadmium einerseits und den oben erwähnten vier Metallen andererseits, ein Unterschied, der in Luft zwei bis drei Einheiten der zweiten Dezimale, in Wasserstoff noch etwas mehr ausmacht.

Es treten auch hier Verschiedenheiten im Entladungspotential auf, wobei aber im Gegensatz zu den bisher betrachteten Fällen dem höheren Potential auch die höhere Dämpfung entspricht.

Die Funkenstrecke bestand aus stabförmigen Elektroden von 2 mm

Dicke, die mit ihren ebenen Stirnflächen einander zugekehrt waren. Sie konnten mit Hilfe einer Mikrometerschraube meßbar gegeneinander verschoben werden. Die Speiseleitung des Induktoriums wurde nicht direkt an die Funkenstrecke gelegt, sondern es wurde auf jeder Seite nahe der Funkenstrecke eine Vorfunkenstrecke von 3 mm Länge eingeschaltet, da hierdurch der Funkenübergang bedeutend regelmäßiger wurde. Das Licht der Vorfunken konnte die Kondensatorfunkenstrecke nicht treffen.

Es wurden mit dem Primärkreis P_I zunächst Kupfer, Zink, Eisen, Silber und Aluminium untersucht. Die Kurven, welche die Abhängigkeit der Dämpfung von der Funkenlänge zeigen, haben im wesentlichen bei allen Metallen den gleichen Verlauf. Das Minimum der Dämpfung liegt bei etwa 4 bis 5 mm. Silber, Kupfer und Aluminium zeigen ungefähr die gleiche Dämpfung, Eisen eine etwas kleinere. Die Kurven von Eisen und Aluminium laufen fast genau parallel mit einem Unterschied des log. Dekrementes von ca. 0,004, die Dämpfung von Zink ist bedeutend kleiner, im Minimum der Kurve etwa um 0,022 kleiner als die von Kupfer.

Ähnliche Unterschiede zeigten sich auch bei Versuchen mit Kugelelektroden im gleichen Kreise. Hier ergaben Cadmiumkugeln eine Dämpfung, die um ca. 0,006 kleiner war als die von Zink. Die Funken waren aber hierbei so unregelmäßig, daß sichere Resultate bei dieser Anordnung nicht zu erhalten waren. Diese Unregelmäßigkeiten konnten zum Teil beim Primärkreis P_{II} behoben werden durch Einschluß der Funkenstrecke in ein Glasrohr. Unterhalb der Kugel war ein Kupferdrahtnetz angebracht, das mit der Kathode verbunden war. Der Unterschied der Dämpfung betrug bei dieser Anordnung zwischen Kupfer- und Zinkkugeln etwa 0,014 (Tabelle B_2) in Luft; in Wasserstoff steigt der Unterschied teilweise bis 0,045. Bei diesen Versuchen waren die Kugeln mit feinem Schmirgelpapier sauber abgeschmirgelt. Ein Unterschied, wenn auch bedeutend kleiner (0,006) bleibt auch dann noch bestehen, wenn die Oberflächen der Kugeln durch Befeuchten mit Salpetersäure und Erhitzen oxydiert wurden. Daß die Dämpfung durch eine derartige Verunreinigung der Oberfläche vergrößert wird, zeigt Messung 9 und 10 auf Tabelle B_2, welche den Wert der Dämpfung an frisch geputzten Kupferkugeln in Luft zu 0,06 angibt, dann aber nach kurzer Benutzung in Schwefeldioxyd, wobei sich ein Überzug auf den Kugeln gebildet hatte, wieder in Luft zu 0,07. Bei meinen Anordnungen gaben Kupferelektroden in Stabform mit Vorfunkenstrecken bei weitem die regelmäßigsten Funkenentladungen, wie überhaupt bei ähnlichen Anordnungen sehr oft die Funken bei der Anordnung mit

größerer Dämpfung regelmäßiger sind. Zinkfunkenstrecken erleichtern das Auftreten von Partialentladungen. Dies mag zum Teil daher rühren, daß Zink sehr stark (und zwar unipolar) zerstäubt. Die Funkenstrecke enthält daher reichlich Zinkdampf und bleibt nach Erlöschen des Funkens noch längere Zeit leitend.

Die aus der Dämpfung und dem Maximalausschlage berechnete, dem Funkenpotentiale proportionale Größe F'' zeigt bei allen Metallen ungefähr dieselbe Abhängigkeit von der Funkenlänge; die Unterschiede des Funkenpotentials für die verschiedenen Metalle sind im allgemeinen nur gering. Nur bei Kupfer und Zink (Tafel B_{1a}) ist es größer. Während bei allen anderen Anordnungen, solange nur das Elektrodenmaterial nicht geändert wurde, stets eine Erhöhung des Entladungspotentials mit einer Erniedrigung der Dämpfung verbunden ist, tritt hier bei der Änderung des Elektrodenmaterials das Gegenteil ein, daß nämlich die Erhöhung des Potentials mit einer Vergrößerung der Dämpfung verbunden ist. Dieser Umstand läßt vermuten, daß die Änderung des Potentials in diesem Falle einen anderen Grund hat als in den anderen Fällen, in denen das Elektrodenmaterial nicht variiert wurde. Es scheint hierbei der Spannungsabfall an den Elektroden von Bedeutung zu sein. Hierfür spricht der Umstand, daß nach den Messungen von Almy (23) über das Minimumfunkenpotential, als auch aus Messungen über den Kathodenfall im Glimmstrom der Elektrodenfall an Kupfer größer ist als an Zink. Die Unterschiede im Anodenfall sind bedeutend kleiner und kommen daher wohl kaum in Betracht. Dies stimmt auch mit den Messungen von Almy überein, der wohl einen Unterschied fand, wenn Kupfer und Zink Kathode, nicht aber, wenn sie Anode waren. Auch Corbino (S. 33) fand, daß das Kathodenmaterial maßgebend für die Vorgänge im Funken ist. Dieser Potentialsprung an den Elektroden bedeutet nun für den Strom einen Widerstand, der um so größer ist, je größer der Potentialabfall ist. Es ist daher sehr wohl möglich, daß bei Änderung des Elektrodenmaterials trotz erhöhten Entladungspotentiales der scheinbare Widerstand der Funkenstrecke infolge des größeren Spannungsabfalles an den Elektroden größer wird.

Es mögen noch einige Messungen angeführt werden, die mit zwei Kupferelektroden, zwei Zinkelektroden und zwei Messingelektroden angestellt wurden sowie mit einer Zink- und einer Kupferelektrode, und zwar war einmal Zink Kathode, dann Anode. Während dieser Messungen wurde eine Elektrode von jedem der oben erwähnten Elektrodenpaare nur als Kathode und ebenso die andere nur als Anode benutzt. Die Dämpfung wurde für jede Funkenstrecke mehrere Male bestimmt, und

zwar wurde bei der Funkenlänge 6 mm begonnen, dann zu kleineren und wieder zu größeren Funkenlängen übergegangen. Die so erhaltenen Werte für γ_1 sind in die Tafeln B_{1b} eingetragen und die Reihenfolge der Messungen durch Pfeile angedeutet. Es läßt sich aus den Tafeln ersehen, daß, wie schon P. Drude nachgewiesen hat, die ersten Messungen mit frisch geschmirgelten Elektroden kleinere Dämpfungen geben. Dies tritt besonders deutlich bei den Zink- und Kupferelektroden auf. Nachdem die Funken einige Zeit übergegangen waren, ergeben die Elektroden größere Dämpfungen, die aber jetzt konstant bleiben.

Interessant ist der Umstand, daß die Dämpfung der Funkenstrecken, die eine Kupfer- und eine Zinkelektrode oder zwei Messingelektroden haben, zwischen den Dämpfungen der aus zwei Kupfer- und zwei Zinkelektroden bestehenden Funkenstrecken liegt. Daß in der Funkenstrecke eine gewisse Polarität herrscht, zeigt der Umstand, daß die Dämpfung verschieden ist, je nachdem die Kathode aus Kupfer oder Zink besteht. Auf eine Polarität in der Funkenstrecke weist auch die von P. Drude erwähnte Tatsache hin, daß beim Vertauschen der Speisepole die Dämpfung sich ändert, sowie der Umstand, daß bei Kreisen mit angelöteten Elektroden das Lot der einen Elektrode oft schmilzt, während die andere kaum warm wird.

Da für die Kondensatorschwingungen beide Elektroden gleichwertig sind, so kann diese Polarität nur in den Vorgängen beim ersten Übergang des Stromes, also beim Einsetzen des Funken ihren Grund haben. Es wird also vermutlich die Art der Speisung nicht ohne Einfluß auf diese Vorgänge sein. Kontrollversuche haben aber gezeigt, daß der Einfluß des Elektrodenmaterials nicht in erheblichem Maße von der Speisung abhängt.

Einfluß des Gases in der Funkenstrecke.

Die absolute Größe der Dämpfung einer Funkenstrecke hängt, wie bei der Luftfunkenstrecke gezeigt, in weiten Grenzen von der Gestalt des elektrischen Feldes vor Einsetzen der Funken, praktisch also von der Gestalt der Elektroden und der der Umgebung der Funkenstrecke, ab. Dies gilt ebenfalls für die Funkenstrecken, die ein anderes Gas als Luft enthalten. Ein Einfluß der verschiedenen Gase auf die Dämpfung läßt sich also nur dadurch feststellen, daß die Dämpfung gemessen wird, wenn Luft, dann, wenn ein anderes Gas den Raum zwischen den Elektroden erfüllt. Es ist nach den früheren Betrachtungen zu erwarten, daß diejenigen Gase eine größere Dämpfung

zeigen werden, die ein geringeres Funkenpotential bei gegebener Funkenstrecke besitzen.

Messungen über Funkendämpfungen in verschiedenen Gasen sind von H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann (32) veröffentlicht. Sie geben an, daß nach Versuchen von L. Adelmann Wasserstoff und Leuchtgas bei Atmosphärendruck eine größere Dämpfung ergeben als Luft, daß ferner Luft von zwei Atmosphären eine kleinere Dämpfung als Luft von Atmosphärendruck ergibt. K. E. F. Schmidt (33) findet auch in Wasserstoff erheblich höhere Dämpfung als in Luft.

Meine Versuche zeigen, daß die Unterschiede der Dämpfung bei den verschiedenen untersuchten Gasen bedeutend sind, wenn die Gase bei dem gleichen Druck untersucht werden, sie verschwinden, wenn durch Änderung des Gasdruckes das Entladungspotential bei derselben Funkenstrecke für alle Gase gleich gemacht wird.

In der Tabelle C sind für die untersuchten Gase einige Konstanten zusammengestellt, aus denen sich ein gewisser, wenigstens qualitativer Zusammenhang der Dämpfung mit dem Koeffizienten der inneren Reibung, der mittleren freien Weglänge, der Ionenbeweglichkeit, der spezifischen elektrischen Festigkeit und dem Minimumpotential der Spitzenentladung zu ergeben scheint. Die Annahme, daß das Funkenpotential in den Gasen groß sei, deren mittlere freie Weglänge bei Zimmertemperatur und Atmosphärendruck klein ist, daß folglich auch die Dämpfung in einem solchen Gase klein sei, bewog mich, Schwefeldioxyd zu untersuchen, über dessen Funkenpotential nichts bekannt war. Diese Arbeitshypothese hat sich bisher gut bewährt. Für Entladungspotentiale zwischen 400 V. und 900 V. bei 0,01 bis 0,1 mm Funkenlänge ist diese Hypothese von J. E. Almy (37) bestätigt worden, der fand, daß für H_2, CO_2, N_2 NH_3 Luft und einige gasförmige organische Substanzen der Ausdruck $K \cdot \lambda = \text{const}$ ist, wo K eine für das untersuchte Gas charakteristische Konstante ist und λ die mittlere freie Weglänge bedeutet.

Es wurde zunächst Wasserstoff, Luft, Stickstoff und Sauerstoff untersucht. Die Untersuchung wurde in noch höherem Maße als bei den Luftfunkenstrecken durch Unregelmäßigkeiten in der Funkenstrecke gestört. War z. B. die Anordnung so gewählt, daß die Luftfunkenstrecke regelmäßig arbeitete, so war die Entladung in den anderen Gasen oft so unregelmäßig, daß vergleichende Messungen unmöglich waren. Es mußte also durch viele Vorversuche erst eine Anordnung gefunden werden, die für die zu untersuchenden Gase innerhalb ge-

wisser Funkenlängen einigermaßen regelmäßige Entladungen gab. Die untersuchten Gase konnten aus diesem Grunde nicht alle unter den gleichen Bedingungen untersucht werden. Es wurde vielmehr Wasserstoff mit Luft, dann Kohlensäure mit Luft, schließlich Stickstoff und Sauerstoff mit Luft verglichen. Die so erhaltenen Werte für Luft stimmen, da die äußeren Bedingungen nicht die gleichen waren, nicht genau überein. Jedoch ist dieser Umstand nicht von großer Bedeutung, wenn es uns nur auf die relativen Unterschiede gegen Luft ankommt.

Die Dämpfung in Wasserstoff wurde mit einer in ein Glasrohr eingeschlossenen Funkenstrecke aus 2 mm dicken Kupferstäben gemessen. Der Wasserstoff war aus Zink und Schwefelsäure im Kippschen Apparat hergestellt, mit Wasser gewaschen und durch ein langes Chlorcalciumrohr getrocknet worden. Der Funkenübergang in Wasserstoff war regelmäßig. In Luft dagegen konnte wegen Unregelmäßigkeit in der Funkenstrecke die Dämpfung nur für die Funkenlängen 2 und 4 mm aufgenommen werden. Die Werte für die anderen Funkenlängen der Kurve auf Tafel C_1 sind aus den in Tabelle C_1 angegebenen Messungen in Luft gewonnen, bei denen der Funkenübergang durch ein in das Rohr eingeschobenes Kupferblech regelmäßig gemacht wurde. Die Zulässigkeit dieser Ergänzung wurde durch Kontrollversuche nachgewiesen, die zeigten, daß sich die Dämpfung durch Einführen des Bleches für alle betrachteten Funkenlängen um angenähert gleichviel ändert. Die Gase zeigten die gleiche Dämpfung, wenn sie das Entladungsrohr langsam durchströmten, wie wenn sie ruhten. Wasserstoff und Luft zeigen einen durchschnittlichen Unterschied der Dämpfungen von ungefähr 0,1.

Ein merkwürdiges Verhalten zeigt Kohlensäure. Während sie bei einer Funkenlänge von 2 und 4 mm eine Dämpfung zeigt, die kleiner als die in Luft ist, ist die Dämpfung bei größeren Funkenlängen bedeutend größer. Oft war bei einer Funkenlänge von 6 mm die Dämpfung so groß, daß die Entladungen nahezu aperiodisch waren. Die Funken selbst waren dann sehr lichtschwach, dünn und bläulich, während sie sonst hellweiß leuchteten. Oft schienen sie in der Mitte durchbrochen und glichen einer Spitzenentladung. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß chemische Vorgänge dieses Verhalten hervorrufen.

Stickstoff und Sauerstoff wurden mit Luft in demselben Kondensatorkreis untersucht und zwar in einem Glasrohr, das innen mit einem Kupferdrahtnetz ausgekleidet war. Dieses war mit einem der Pole verbunden. Als Elektroden dienten Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser. Die Funken waren besonders in Stickstoff regelmäßig. Die

Ergebnisse sind aus Tafel und Tabelle C_2 ersichtlich. Die Dämpfung in Stickstoff ist wenig größer als die in Luft, während die in Sauerstoff beträchtlich kleiner als in Luft ist. Die Dämpfung eines Gasgemisches scheint sich also aus den Dämpfungen der Bestandteile zusammenzusetzen, ähnlich wie es sich für die Dämpfung einer Funkenstrecke mit zwei verschiedenen Elektroden oder Elektroden aus einer Legierung gezeigt hat (S. 37). Auch hierbei wird die Regelmäßigkeit bei zunehmender Dämpfung und abnehmendem Funkenpotential bei gleicher Funkenstrecke größer.

Es wurden ferner Luft, Sauerstoff, Chlor, Wasserstoff und Schwefeldioxyd im Primärkreise P_{II} untersucht, zum Teil bei verschiedenen Drucken. Die Ergebnisse der Tafel und Tabelle C_3 wurden in dem auf S. 29 beschriebenen Entladungsrohr U erhalten. Als Elektroden wurden Kupferkugeln benutzt. Die Gase standen unter Atmosphärendruck. Es ergab sich, wie bei den früheren Messungen, eine geringere Dämpfung als in Luft bei Sauerstoff. Noch geringer ist die Dämpfung in Chlor, außerordentlich viel kleiner aber in Schwefeldioxyd.

Aus der Tabelle C_3 ergibt sich für Luft und Schwefeldioxyd, daß die Dämpfung zu Beginn einer längeren Meßreihe bedeutend niedriger ist als im weiteren Verlauf der Messung. Dieser Einfluß macht sich naturgemäß nur dann geltend, wenn in dem frisch in das Gefäß geleiteten Gase vor der ersten Messung noch keine Funken übergegangen waren. Für frisch geputzte Zinkfunkenstrecken in freier Luft ist dies ja schon z. B. von P. Drude (1) nachgewiesen (siehe auch S. 37). Hier im abgeschlossenen Raume ist diese Erscheinung viel auffälliger, auch kann sie ihren Grund nicht in den Elektroden haben, denn zu den Messungen in Luft, Sauerstoff und Schwefeldioxyd wurden dieselben Elektroden benutzt ohne vorherige Reinigung. Mit dem Steigen der Dämpfung geht wieder ein Sinken des Entladungspotentiales Hand in Hand.

Da sich durch Veränderung des Druckes das Entladungspotential der Funkenstrecke beeinflussen läßt, ohne daß hierdurch die geometrischen Verhältnisse in ihr andere werden, so erschien es zweckmäßig, den Einfluß des Druckes auf die Dämpfung zu untersuchen. Dies geschah in Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd; die gefundenen Werte sind in Tabelle C_4 angegeben. Die Untersuchung wurde in einem Glasrohre B_4 vorgenommen, in das ähnlich wie bei dem später zu beschreibenden Vakuumrohr axial zwei Neusilberröhren eingesiegelt waren. Durch diese konnten zwei eng anschließende Neusilberröhren in das Innere des Glasrohres geschoben werden, die auf ihren ver-

schlossenen Stirnflächen die Elektroden trugen. Eine von diesen Röhren konnte durch ein Gewinde in der Achse verschoben und so die Funkenstrecke von außen verstellt werden, auch wenn im Rohr Über- oder Unterdruck herrschte. Mit dem Rohr war ein Quecksilbermanometer, eine Wasserstrahlpumpe zum Evakuieren des Rohres und eine Druckpumpe resp. Bombe für Wasserstoff und Schwefeldioxyd verbunden. Der Druck im Rohre wurde zwischen 226 und 15 cm Quecksilbersäule (absolut) geändert. Bei größeren Funkenlängen, besonders in Schwefeldioxyd, nahm der Druck beim Stromdurchgang zu. In diesem Falle wurde der beim Funkenübergang sich einstellende Druck abgelesen. In Tafel C_4 ist als Abszisse der Druck, als Ordinate die aus den Messungen berechnete Größe F' aufgetragen, die nach Drude dem Funkenpotentiale proportional ist, solange die Koppelung usw. nicht geändert wird. Aus der Tafel C_4 ergibt sich, daß wenigstens für Drucke über 30 cm die Abhängigkeit von F' von p linear ist. Da nun das Funkenpotential auch proportional dem Druck ist (J. J. Thomson 12), so kann F' sehr wohl als Maß für das Funkenpotential gelten.

In Tafel C_{4a} ist die Abhängigkeit der Dämpfung vom Funkenpotential dargestellt. Es ergibt sich, daß wenigstens innerhalb gewisser Grenzen die Dämpfung nur vom Entladepotential abhängt und nur wenig von der Natur des Gases. Das Gleiche ergibt sich aus Tafel C_{4b}. Aus ihr ist die Abhängigkeit der Dämpfung vom Gasdruck zu ersehen. Die Gestalt der Kurven ist angenähert dieselbe für Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd. Die eingezeichneten gestrichelten Linien verbinden die Punkte der Kurven, die gleiches Entladungspotential haben. Da sie nahezu parallel den Linien gleicher Dämpfung laufen, so ergibt sich aus dieser Tafel deutlich, daß die Dämpfung wesentlich nur vom Funkenpotential abhängt und nur insofern von der Natur und dem Druck des Gases, als von diesen beiden Größen das Funkenpotential abhängt.

Die Schwefeldioxydfunkenstrecke.

Die sehr geringe Dämpfung in der Schwefeldioxydfunkenstrecke sowie der Umstand, daß der Funkenübergang leidlich regelmäßig war, gaben Veranlassung, das Verhalten dieses Gases näher zu untersuchen.

Das Funkenpotential in Schwefeldioxyd ist bedeutend höher als in Luft. Dies ergibt sich aus folgender Messung, deren Werte in

Tabelle D_1 resp. Tafel D_1 eingetragen sind. Die Funkenstrecke mit Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser befand sich in dem oben beschriebenen Entladungsrohr *U* (S. 29) in Schwefeldioxyd von Atmosphärendruck. Die Funkenlänge wurde von 1 bis 6 mm verändert. Parallel zu dieser Funkenstrecke konnte eine zweite mit Zinkkugeln in Luft geschaltet werden, deren Länge so einreguliert wurde, daß die Funken abwechselnd an beiden übergingen. Die Einstellung dieser zweiten Funkenstrecke wurde als Maß für das Funkenpotential betrachtet. Es zeigte sich, daß die Einstellung zu Beginn einer Messung etwa 9% größer war als am Ende derselben. In der Tabelle sind Mittelwerte eingetragen. Dieser Umstand zeigt ebenso wie die Messungen in Tabelle C_3, daß durch den Funkenübergang im geschlossenen Gefäß das Funkenpotential sinkt. Tafel D_1 zeigt die Abhängigkeit der Dämpfung von der Funkenlänge. Die Dämpfung scheint bei größeren Funkenlängen als 5 mm nicht mehr wesentlich zu sinken. Messungen bei größeren Funkenlängen waren nicht ausführbar, da der Zylinderkondensator in Petroleum höhere Spannung nicht aushielt.

Tafel D_{1a} zeigt dieselbe Abhängigkeit bei Aluminiumzylindern von 1 cm Dicke in dem oben S. 40 erwähnten Rohre B_4. Im Rohr befand sich flüssiges Schwefeldioxyd, es herrschte also ein Überdruck von ca. 2 Atm. In dem Rohr bildet sich während der Entladung ein Beschlag, der zum Teil aus Schwefel besteht. Er löst sich teilweise in Schwefelkohlenstoff und ergibt nach dem Verdampfen einen Rückstand von Schwefel. Ein geringerer Beschlag bildet sich, wenn als Elektroden Zylinder aus gehärtetem Stahl verwendet werden. Diese Elektroden werden nur in sehr geringem Maße durch die Entladungen angegriffen, sie erhalten einen sammetartigen schwarzen Überzug (Schwefeleisen?). Aus diesem Grunde sind die späteren Messungen mit Stahlelektroden durchgeführt. Die Funken in Schwefeldioxyd zeichnen sich durch einen harten, scharfen Klang aus, der sich wesentlich von demjenigen des längeren Funkens in Luft unterscheidet. Das von der Funkenstrecke ausgehende Licht ist grünlichblau und sehr intensiv. Auf Tafel D_{1b} ist eine für die Dämpfung $\gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}086$ berechnete Resonanzkurve gezeichnet. Die durch Kreuze bezeichneten Werte wurden bei einer Funkenlänge von 5,3 mm mit Aluminiumelektroden gemessen. Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Werte ist eine gute. Eine Unsymmetrie ist kaum festzustellen.

Da die Messungen in Schwefeldioxyd mit Stahlelektroden innerhalb eines großen Druckintervalles regelmäßige Resultate gaben, so wurden bei Funkenlängen von 3,2 mm, 1,6 mm, 1,06 mm und 0,53 mm

die Dämpfungen bei verschiedenen Drucken gemessen. Die Werte für die ersten beiden Funkenlängen sind schon in Tabelle C_1 angeführt. Die Kurve, welche für die Funkenlänge von 1,6 mm die Abhängigkeit der Dämpfung vom Funkenpotential zeigt, ist schon auf Tafel C_{4a} gegeben. Für Funkenlänge 1,06 mm und 0,53 mm gibt sie Tafel D_2. Der Verlauf ist der einer Exponentialkurve von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-\alpha V}$, wo B, D, α Konstante, V das Entladungspotential ist. Die Messungen für $f = 1{,}6$ mm lassen sich, wie aus Tabelle F ersichtlich, durch die Gleichung $\gamma_1 = 0{,}063 + 0{,}594 \cdot 10^{-3{,}6\,F'}$ darstellen. Die für $f = 3{,}2$ mm durch $\gamma_1 = 0{,}036 + 0{,}076 \cdot 10^{-2{,}82\,F'}$.

Die Abhängigkeit der Dämpfung vom Maximalausschlag (der ja auch in F' enthalten ist) läßt sich in ähnlicher Weise darstellen, für $f = 1{,}6$ mm erhält man $\gamma_1 = 0{,}0633 + 0{,}2 \cdot 10^{-0{,}24 \cdot \sqrt{s_m}}$. Die Basis 10 ist der bequemeren Berechnung wegen gewählt. Verschiedene andere Formeln sowohl von exponentialer als auch quadratischer Form ergaben eine schlechtere Übereinstimmung. Eine Formel von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-\alpha V}$ genügt den Grenzbedingungen, daß nämlich die Dämpfung nie unter einen gewissen Wert sinken kann, der durch den Widerstand der Leitungsbahn gegeben ist, andererseits die Dämpfung beliebig groß werden kann.

Bei allen Messungen wurde sorgfältig darauf geachtet, daß bei jeder Stromunterbrechung im Induktorium nur eine Entladung des Kondensatorkreises erfolgte. Dies wurde durch Einschalten von Wasserwiderständen in die Speiseleitung sowie durch Regulierung des Primärstromes im Induktorium erreicht. Um zu untersuchen, welchen Einfluß Partialentladungen auf die Dämpfung haben, wurde die Dämpfung einmal bei nur einer Entladung für jede Unterbrechung des Speisestromes bestimmt, dann, als im rotierenden Spiegel etwa 8 Partialentladungen festzustellen waren. Es ergab sich, daß bei Partialentladungen die Dämpfung wächst (Tabelle D_2). Vermutlich rührt dies daher, daß bei so schneller Aufeinanderfolge von Funken, wie sie bei Partialentladungen eintritt, die Entionisierung nicht so rasch vor sich gehen kann, daß der Kondensator zu einem ebenso hohen Potential aufgeladen wird, wie bei einer langsameren Funkenfolge. Dem kleineren Potential würde dann gemäß den früheren Versuchen eine größere Dämpfung entsprechen.

Vakuumfunkenstrecken.

Die Tatsache, daß im allgemeinen eine Erhöhung des Funkenpotentials mit einer Erniedrigung der Dämpfung verbunden ist, ließ vermuten, daß die Dämpfung bei Vakuumfunkenstrecken sehr viel geringer sein würde als bei Funken in Gasen. Hierfür sprachen auch gewisse Ergebnisse, die K. Markau (35) mit der Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke erhalten hatte. Es wurden daher auch Vakuumfunkenstrecken mit festen Elektroden auf ihre Dämpfung und ihr sonstiges Verhalten untersucht.

Es gelang, die geringe Dämpfung von 0,03 zu erzielen und die Vakuumfunkenstrecke längere Zeit in Betrieb zu halten.

Die orientierenden Vorversuche lehnten sich an Untersuchungen von A. Wehnelt (34) an, die zeigten, daß Funken im Vakuum dann auftraten, wenn der Druck soweit erniedrigt ist, daß der Kathodendunkelraum sich bis zur Anode erstreckt. Die ersten Versuche wurden mit einer selbsttätigen Quecksilberluftpumpe angestellt. Hierbei zeigte es sich, daß nur dann Schwingungen auftraten, wenn die Bildung der positiven Lichtsäule verhindert wurde. Dies konnte bei Versuchen mit der Quecksilberlampe nur dadurch erreicht werden, daß die Anode mit Ausnahme der der Kathode gegenüberstehenden Fläche vollständig durch ein festes Dielektrikum, z. B. ein Jenenser Glasrohr, geschützt wurde und ferner das Vakuum so hoch getrieben wurde, daß der ungeschützte Teil der Anode in den Kathodendunkelraum hineinragte. Erst wenn die Anode vollkommen von dem die Kathode enthaltenden Raume abgeschlossen war, sei es durch ein festes Dielektrikum, sei es durch den Kathodendunkelraum, traten Funken auf. Entstand in dieser Schutzhülle eine Öffnung dadurch, daß das umschließende Rohr sprang oder der Kathodendunkelraum den Anodenraum nicht vollständig verschloß, so trat sofort die positive Lichtsäule aus dieser Öffnung heraus und die Funken hörten auf. Dieses Verhalten entspricht den bekannten Versuchen von W. Hittorf (36) über den Widerstand des Vakuums.

Nach mehreren mißglückten Versuchen konnten die ersten Dämpfungsmessungen mit Vakuumfunken mit Hilfe des Rohres A_1 Tafel E_3) ausgeführt werden. Die Elektroden bestanden aus 3 mm dickem Kupferdraht, auf deren vorderen Enden zwei 2 mm dicke und 8 mm große Aluminiumscheiben genietet waren, die im Abstande von etwa 2 mm einander gegenüberstanden. Auf den Kupferdraht war ein 15 cm langes, dicht anschließendes Glasrohr geschoben, das gegen die

Rückseite der Aluminiumscheiben geglühte Asbestpappe preßte. Über die Elektroden war ein etwa 20 cm langes Rohr aus Jenenser Glas geschoben, das mit geringem Zwischenraume die Aluminiumscheibchen umgab. Eins seiner Enden war mit der Anode luftdicht verkittet, das andere ragte frei über die Kathode hinüber. Beide Elektroden waren mit Siegellack in ein weiteres Glasrohr eingekittet, das ausgepumpt werden konnte. Erfüllt der Kathodendunkelraum den Zwischenraum zwischen den Elektrodenscheibchen bis zur Wand des Jenenser Rohres, so kann offenbar das positive Licht nicht die Kathode erreichen, so lange nicht das Jenenser Rohr beschädigt ist, was infolge der an den Elektroden herrschenden Wärme und Spannungen häufig eintrat. Mit diesem Rohre wurden die in Tabelle E angegebenen Messungen gemacht und die Kurve *A* auf Tafel E_1 aufgenommen. Die Dämpfungen sind bedeutend kleiner als die in Luft bei Atmosphärendruck. Die Energie des Schwingungskreises war infolge des hohen Potentiales so groß, daß die Koppelung bedeutend verringert werden mußte, um nicht das Thermokreuz zu zerstören. Die Resonanzkurve auf Tafel E_1 und E_2 zeigt einen durchaus normalen Verlauf.

Da auch das Jenenser Röhr infolge der Einwirkung der Entladung nach einigen Messungen zersprang, so wurde versucht, das Vakuum soweit zu verbessern, daß es unnötig war, die Funkenstrecke durch ein enges Rohr einzuschließen, wie es bei dem mit der Quecksilberpumpe erreichbarem Drucke der Fall war.

Dies gelang leicht mit Hilfe von Kokosnußkohle und flüssiger Luft. Es wurden die vorher benutzten Elektroden ohne das Jenenser Glasrohr in ein weiteres Glasrohr eingekittet, das mit einem Kohlerohr versehen war und mit einer Ölpumpe auf Röntgenvakuum vorgepumpt wurde. Beim Abkühlen der Kohle durch flüssige Luft zeigte sich zunächst noch grüne Fluoreszenz. Erst als nach längerem Stromdurchgange Zerstäubung stattgefunden hatte, traten zwischen den Elektroden helleuchtende blaue Funken auf. Die Dämpfung betrug, wie Messung 7 in Tabelle E ergab, 0,03, bei weitem die kleinste Dämpfung, die erhalten werden konnte. Eine mit diesem Rohre aufgenommene Resonanzkurve (*B*) zeigt Tafel E_1. Bei längerem Funkenübergange wurden jedoch die Elektroden so heiß, daß die Kittungen weich und die Elektroden durch den Atmosphärendruck zusammengetrieben wurden. Das Glasrohr war infolge der Zerstäubung mit einer so dicken Metallschicht bedeckt, daß ein Betrachten der Funkenstrecke nicht möglich war. Teilweise nahm die Entladung auch ihren

Weg durch diese Schicht, nachdem sie das den Kupferdraht umgebende Glasrohr nahe der Einkittstelle durchbrochen hatte.

Die Übelstände wurden vermieden durch folgende Konstruktion des Entladungrohres B_3 Tafel E_3. In der Längsachse eines 16 cm langen und 8 cm weiten Glasrohrs, das in zwei engere Ansatzröhren auslief, waren zwei außen durch darübergeschobene Glasröhren geschützte Neusilberröhren mit gebrannter Magnesia und Wasserglas eingekittet und die Kittstellen durch weißen Siegellack gedichtet. In diese Neusilberröhren wurden zwei andere genau passende 12 mm dicke Neusilberröhren geschoben, die auf den einander zugekehrten Stirnflächen durch hart eingelötete Messingzylinder geschlossen waren; auf diese Messingzylinder wurden außen die Elektroden der Funkenstrecke geschraubt. Innen enthielt sie ein Gewinde, in dem ein in der Längenachse der Neusilberröhren befindlicher Kupferstab eingeschraubt und durch ihn die Elektroden mit dem Schwingungskreis verbunden werden konnten. Die die Elektroden tragenden Neusilberröhren wurden soweit in das Entladungsrohr hineingeschoben, bis die Funkenlänge die gewünschte Größe hatte und dann mit den äußeren Neusilberröhren verlötet. Durch diese Einrichtung war es möglich, die Funkenlänge genau einzustellen, sowie die Elektroden bequem und schnell zu wechseln und ihnen gleichzeitig eine feste, durch die im Entladungsrohre entwickelte Wärme nicht beeinflußte Lage zu geben. Ein seitlich angeschmolzenes Rohr trug das Kohlegefäß und das Ansatzrohr zum Auspumpen.

Um zu verhindern, daß das Entladungsgefäß innen ganz mit zerstäubtem Metall bedeckt wurde, wurde ein nur wenig engeres, 5 cm breites Glasrohr eingeschoben, das seitlich bis auf je eine zur Mittelachse konzentrische Kreisöffnung von etwa 2 cm Durchmesser verschlossen war. Dieser Schutzzylinder konnte durch Neigen des Entladungsrohres in diesem hin- und hergeschoben werden und so eingestellt werden, daß er bei der Entladung die Funkenstrecke in der Mitte des Entladungsrohres umgab und so einen etwa 5 cm breiten Meridianstreifen des Entladungsrohres vor dem Beschlagenwerden schützte. Durch Neigen konnte das durch die Entladung beschlagene Schutzrohr zur Seite geschoben und die Funkenstrecke betrachtet werden. Durch die nach außen offene Neusilberröhre war es möglich, die Elektroden z. B. durch Petroleum zu kühlen.

Eine Veränderung der Funkenlänge im Vakuum von außen ist bei dieser Konstruktion nicht möglich, sie läßt sich aber erreichen, wenn man statt der eingeschobenen Neusilberröhren die neuerdings hergestellten Metallschläuche aus nahtlos gezogenem Tombakrohr be-

nutzt, die eine Verkürzung in ihrer Längsrichtung um etwa 5% gestatten, was bei einer Schlauchlänge von 10 cm einer Elektrodenverschiebung von 5 mm entsprechen würde.

Gingen Funken über, so strömte von der Anode über die Kathode hinweg eine hellblaue Lichtfackel durch den ringförmigen Raum zwischen dem die Kathode bedeckenden Glasrohre und der Kreisöffnung des Schutzringes in den auf der Seite der Kathode liegenden Raum des Entladungsrohres und überzog diesen Teil des Rohres bis nahe an den Schutzring heran mit einem Metallspiegel. Auf der Seite der Anode war nur ein kleiner Teil des Entladungsrohres, nämlich die kugelförmige Wölbung mit einem Spiegel überzogen, während der zylindrische Teil unbedeckt blieb. Beim Kommutieren des Stromes wurde auch dieser Teil der Röhre mit einem Spiegel überzogen. Es ist also ersichtlich, daß der größte Teil der Zerstäubung von der Anode herrührt. Dies ergibt sich auch aus der Veränderung, die die Elektroden durch den Stromdurchgang erleiden. Zinkelektroden zeigten z. B., wie nebenstehende Abbildung zeigt, folgende Gestalt nach dem Stromdurchgang, während sie vorher ebene Flächen besessen hatten.

Die Anode war an den Seiten ausgefressen, nur in der Mitte war ein Berg stehen geblieben. Die Ränder der Kathode waren zu einem entsprechenden Wulste angewachsen. Es war ohne weiteres zu erkennen, daß die Anode Material verloren, die Kathode dagegen gewonnen hatte. Ein ähnlicher Vorgang spielt sich beim Lichtbogen ab. Da der Stromübergang bei der Vakuumfunkenstrecke größtenteils an den Rändern der Elektroden erfolgt, beim Lichtbogen dagegen in der Mitte, so scheint beim ersten Anblick die Kathode der Funkenstrecke der Anode des Lichtbogens zu entsprechen, wie die Abbildung zeigt. Direkt nachgewiesen wurde dieser Transport des Elektrodenmaterials durch Wägungen vor und nach dem Stromdurchgang. Aluminiumelektroden in Säulenform von 1 cm Dicke ergaben folgende Werte:

Gewicht der Elektroden in g	Versuch I		Versuch II		Versuch III	
	K	*A*	*K*	*A*	*K*	*A*
vor Stromübergang . .	2,7875	2,721	4,309	4,139	4,242	4,240
nach Stromübergang . .	2,850	2,625	4,428	3,991	4,309	4,139
Zunahme des Gewichts .	+0,062	−0,096	+0,119	−0,148	+0,067	−0,101

Die Oberflächen werden bei fast allen Metallen matt silberglänzend, bei Zinkelektroden löcherig und sehr uneben, bei Aluminium feinporiger als bei Zink. Die Stromstärke scheint nicht an allen Stellen

des Querschnittes die gleiche zu sein, nach der verschiedenen Veränderung der Oberfläche zu urteilen. Sicherlich hat auch die Stärke der Speisung Einfluß auf die Gestaltung der Oberfläche. Der Transport des Metalles in der Funkenstrecke von der Anode zur Kathode erfolgt merklich geradlinig. Zwei Aluminiumzylinder, deren Stirnflächen vor dem Stromübergange eben gewesen waren, zeigten nachher auf der Stirnfläche sieben Hügel und genau entsprechend auf der anderen Elektrode sieben Vertiefungen. Die eine Elektrode war ein getreues Negativ der anderen. Die Zerstäubung von Zink war am größten. Bei ihr überzog sich das Rohr binnen weniger als einer Minute mit einem vollständig undurchsichtigen Metallspiegel. Aluminium gibt eine bei weitem geringere Zerstäubung. Sie ist sehr gering bei Elektroden aus gehärtetem Stahl. Dementsprechend werden die Flächen nur sehr wenig angegriffen und erhalten eine feinkörnige, matt silberhelle Oberfläche.

Die Funkenentladung im Vakuum scheint eine Art Bogenentladung zu sein. Hiermit stimmt die Abnutzung der Elektroden überein sowie die Beobachtung, daß die Anode stets heißer wird als die Kathode, wenn auch beide gekühlt werden. Bei einem Versuche wurde die Anode, ein Zinkzylinder von 1 cm Dicke, so heiß, daß ihr vorderer Teil auf einer Strecke von etwa 5 mm schmolz und sich zu einem dicken Tropfen am unteren Ende der Anode zusammenzog. Es muß also eine Temperatur von etwa 400° an der Anode geherrscht haben.

Einige der mit dem zuletzt beschriebenen Entladungsrohre aufgenommenen Kurven und Messungen sind in Tabelle E angegeben. Gekühlt wurden die Elektroden nicht durch Wasser, sondern durch Petroleum, um Verluste durch Leitung zu vermeiden. Es wurde mit Ölpumpe bis Röntgenvakuum bei heißer Kohle vorgepumpt, dann abgeschmolzen. Die Funken konnten 5 und 9 Minuten ohne Unterbrechung übergehen, ohne daß das Vakuum sich verschlechtert hätte. Die Funkenlänge betrug 0,5 mm. Eine Parallelfunkenstrecke in Luft mit Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser sprach erst bei einer Funkenlänge von 25,7 mm an. Die bei dieser Anordnung aufgenommene Kurve zeigt Tabelle E_2.

Die Ergebnisse mit Vakuumfunkenstrecken zeigen, daß es möglich ist, bei gutem Vakuum Dämpfungen zu erzielen, die erheblich geringer sind als die in Luft oder einem anderen Gase erzielten Dämpfungen, Schwefeldioxyd nicht ausgenommen, wenn auch dieses Gas nur wenig größere Dämpfungen ergibt. Die geringe Dämpfung in Vakuumfunkenstrecken rührt offenbar daher, daß bei kleinen Funken-

längen (etwa 0,5 mm) das Entladepotential eine beträchtliche Höhe erreicht, daß ferner die Funkenstrecke infolge des Metalldampfes in ihr einen sehr geringen Widerstand hat.

C. Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wird eine Methode zur Bestimmung der Koppelung zwischen beliebig gestalteten Kreisen angegeben, die auf der Messung des Integraleffektes des Stromes im Primär- und Sekundärkreise mit Hilfe zweier Thermokreuze beruht.

2. Es wird experimentell nachgewiesen, daß die Dämpfung sinkt, wenn unter sonst gleichen Verhältnissen, das Entladungspotential steigt und zwar

a) wenn das Funkenpotential durch die Gestalt der Elektroden und der metallischen Umgebung der Funkenstrecke (Spitze, Blech oder Drahtnetz) beeinflußt wird;

b) wenn das Dielektrikum der Funkenstrecke aus Gasen mit verschiedener Durchschlagsfestigkeit gebildet wird, wobei sich ein Zusammenhang der mittleren freien Weglänge des Gases mit der Durchschlagsfestigkeit ergibt;

c) wenn die Funkenstrecke sich im Vakuum befindet.

3. Es wird die Schwefeldioxydfunkenstrecke, die sehr geringe Dämpfung ergibt, bei verschiedenen Drucken untersucht und die Abhängigkeit der Dämpfung von dem Entladungspotential durch eine Formel von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-a V}$ dargestellt.

4. Es wird für Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd nachgewiesen, daß die Dämpfung bei gleicher geometrischer Gestalt der Funkenstrecke und gleichem Elektrodenmaterial innerhalb gewisser Grenzen nur vom Entladungspotential abhängt, von der Natur des Gases in der Funkenstrecke nur insofern, als durch sie bei gegebenem Drucke das Entladungspotential bestimmt ist.

5. Es wird eine Abhängigkeit der Dämpfung von dem Material der Elektroden nachgewiesen und zwar bei Stab- und Kugelelektroden; für letztere in Luft und Wasserstoff in qualitativ gleicher Weise. Ein Unterschied zeigt sich auch dann noch, wenn die Oberfläche der Kugel oxydiert ist. Jedoch ist im Falle der Änderung des Elektrodenmaterials

mit einer Erhöhung des Entladungspotentiales im Gegensatz zu den unter 2. genannten Fällen eine Erhöhung der Dämpfung verbunden, die ihren Grund möglicherweise in dem Potentialsprung an den Elektroden hat.

Nachtrag.

Nach Abschluß dieser Arbeit veröffentlichte M. Wien (10) Messungen über die Dämpfung von Funkenstrecken mit sehr großen Elektroden in Luft und findet in Übereinstimmung mit den hier mitgeteilten Resultaten, daß die Dämpfung mit steigender Spannung erst schnell, dann langsam abnimmt.

Zu qualitativ gleichen Resultaten wie die vorliegende Arbeit gelangte Curt Richter (38) in einer kürzlich veröffentlichten Untersuchung über die Dämpfung des Kondensatorfunkens in H_2, N_2, CO_2, O_2, Luft und Leuchtgas.

Verzeichnis der angeführten Literatur.

(1) P. Drude, Ann. d. Phys. **15**, 709, 1904.
(2) P. Drude, Ann. d. Phys. **9**, 611, 1902.
(3) P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 521, 1904.
(4) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 822, 1904.
(5) J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie.
(6) F. Richarz und Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468, 1900.
(7) E. Warburg, Ann. d. Phys. **59**, 1, 1886.
(8) D. Roschansky, Phys. Ztschr. **9**, 627, 1908.
(9) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.
(10) M. Wien, Ann. d. Phys. **29**, 702, 1909.
(11) E. Mascart und J. Joubert, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, übers. von Levy, II, S. 117.
(12) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang durch Gase, deutsch von E. Marx.
(13) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. **8**, 624, 1907.
(14) E. Jacob, Phys. Ztschr. **10**, 22, 1909.
(15) R. Lindemann, Diss., Göttingen 1903; Ann. d. Phys. **12**, 1012, 1903.
(16) G. Rempp, Diss., Straßburg 1905; Ann. d. Phys. **17**, 627, 1905.
(17) W. Eickhoff, Phys. Ztschr. **8**, 923, 494, 1907.
(18) J. Algermissen, Ann. d. Phys. **19**, 1016, 1906.
(19) F. Himstedt, Wied. Ann. **52**, 473, 1894.
(20) A. Batelli und L. Magri, Phys. Ztschr. **4**, 187, 1903.
(21) W. Kaufmann, Wied. Ann. **60**, 660, 1897.
(22) A. Slaby, Elektrot. Ztschr. **25**, 918, 1904.
(23) Almy, Phys. Rev. **20**, 384, 1905.
(24) H. Hertz, Gesammelte Werke II., S. 69, Leipzig 1894.
(25) Peace, Proc. Roy. Soc. **52**, 99, 1902.
(26) Carr, Proc. Roy. Soc. **71**, 374, 1903.
(27) Orgler, Ann. d. Phys. **1**, 174, 1900.
(28) De la Rue und Müller, Phil. Trans. **169**, H. 1, S. 93, 1898.
(29) Corbino, Phys. Ztschr. **9**, 413, 1908.
(30) Haschek und Mache, Wied. Ann. **68**, 740, 1899.
(31) Schuster und Hemsalech, Phil. Trans. **193**, 189, 1899.
(32) H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann, Phys. Ztschr. **8**, 504, 1907.
(33) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. **8**, 617, 1907.
(34) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **65**, 511, 1898.
(35) K. Markau, Diss., Berlin 1908.
(36) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136**, 202, 1868.
(37) Almy, Phys. Rev. **24**, 50, 1907.
(38) C. Richter, Diss., Halle 1909; Phys. Ztschr. **10**, 706, 1909.

Tabellen.

γ_1 log. Dekrement des Primärkreises.

s_m Maximaler Ausschlag des Galvanometers, proportional dem maximalen Stromeffekt im Sekundärkreis.

f Funkenlänge.

F' ist proportional dem Funkenpotential (siehe S. 14).

Der Proportionalitätsfaktor hat für die Zahlen einer und derselben Tabelle den gleichen Wert, ausgenommen die Tabellen D_1 und D_2, in denen er sich mit den Koppelungen K_{II}, K_{III} usw. ändert.

Tabelle A.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	f mm	Einfluß der Feldverzerrung bei Zinkkugeln in ruhender Luft
127	8,78	10	l. P. K (d. h. linker Pol, Kathode, mit dem Blech verbunden.
92	22,8	10	o. P. ohne Verbindung.
100	18,4	10	r. P. A.
129	9,1	10	l. P. K.
92	24,8	10	o. P.
96	19,55	10	r. P. A.
91	13,4	6	l. P. K.
85	17,93	6	o. P.
85	16,83	6	r. P. A.
93	6,6	4	r. P. A.
73	22,6	4	o. P.
86	10,6	4	l. P. K.
93	6,55	4	r. P. A.
69	25,0	4	r. P. K.
92	6,95	4	l. P. A.
70	17,63	4	o. P.
74	17,65	4	r. P. K.

Unter der Funkenstrecke ein von Paraffin umgebenes Messingblech.

Funkenstrecke im Messingrohr

Speisestrom des Induktors commutiert.

Tabelle B_1.

$\gamma_1 \cdot 10_3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	$\frac{f}{\text{mm}}$	Stabelektroden in Luft
128	13,1	515	12	Zinkelektroden
119	14,15	500	10	
108	16,08	490	8	
93	19,2	469	6	
92	18,4	454	5	
93	15,1	418	4	
93	12,62	380	3	
93	10,6	348	2	
133	2,01	208	1	
139	13,25	556	10	Kupferelektroden
119	14,92	514	6	
117	15,25	511	5	
116	14,35	493	4	
118	11,6	452	3	
131	5,62	345	2	
184	1,31	227	1	
129	10,3	462	8	Aluminiumelektroden
113	11,7	435	5	
113	10,2	406	4	
122	6,6	349	2	
138	9,78	476	8	Silberelektroden
119	11,9	460	5	
115	11,82	440	4	
129	5,45	334	2	
124	13,25	505	8	Eisenelektroden
109	14,6	470	5	
110	11,6	423	4	
118	6,98	349	2	

Tabelle B_2.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	f mm	Kugelelektroden	
87	14,3	8	Kupferkugeln	in ruhender Luft
77	19,1	6	Kupferkugeln	in ruhender Luft
73	19,5	8	Zinkkugeln	in ruhender Luft
63	24,4	6	Zinkkugeln	in ruhender Luft
182	3,35	8	Kupferkugeln	in Wasserstoff aus Bombe
158	4,38	6	Kupferkugeln	in Wasserstoff aus Bombe
139	4,52	8	Zinkkugeln	in Wasserstoff aus Bombe
134	4,28	6	Zinkkugeln	in Wasserstoff aus Bombe
60	39,5	4	frisch geputzte Kupferkugeln in Luft	
70	21,0	4	dieselben Kugeln nach Benutzung in SO_2 mit schwarzem Beschlag.	
62	19,6	8	Kupferkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
57	21,5	8	Zinkkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
57	21,3	8	Cadmiumkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
62	18,4	8	Kupferkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
63	16,7	6	Kupferkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
56	23,3	6	Zinkkugeln	Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft

Tabelle C.

Name der Gase	H_2	N_2	Luft	O_2	Cl_2	SO_2
Log. Dekrement der Dämpfung für $f = 4$ mm γ_1	0,180	0,083	0,080	0,067	0,060	0,049
Koeffizient der inneren Reibung $\eta \cdot 10^5$ bei 20° C 760 mm Hg .	9,4	18,1	19,0	20,7	14,7	13,8
Mittlere freie Weglänge des Moleküls $\lambda \cdot 10^5$ cm	1,8	0,98	0,95	1,05	—	0,48
Ionenbeweglichkeit nach Rutherford v	5	1,6	1,6	1,4	1,0	0,5
Spezifische elektrische Festigkeit nach Orgler und Ritter . .	0,563	1,05	1,00	0,888	1,78	—
Spezifische elektrische Festigkeit nach Wolf	0,61	1,13	1,0	0,9	—	—
Minimumpotential der Spitzenentladung in Volt. Spitze positiv	2125	2600	2750	2800	—	—
Minimumpotential der Spitzenentladung in Volt. Spitze negativ	15,50	2000	2050	2350	—	—

Tabelle C_1.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Kupferstabelektroden
154	12,25	589	2	Funkenstrecke im Wasserstoffstrom durch Chlorcalcium getrocknet
168	7,5	500	4	
200	6,7	555	6	
222	5,05	531	8	
233	5,6	583	10	
270	4,5	595	12	
296	3,2	556	14	
360	2,4	580	16	
151	11,15	551	2	
63	72	650	2	Funkenstrecke im Luftstrom (unregelmäßig)
70	90	794	4	
282	0,60	229	26	Funkenstrecke im Luftstrom. Im Entladungsrohr ein Streifen aus geschwärztem Kupferblech
185	2,03	284	16	
148	2,8	272	12	
107	7,45	330	8	
52	42	432	4	
50	45	424	3	
50	42,5	412	2	
63	21,9	358	1	
83	6,4	245	0,6	

Tabelle C_2.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Gase durch H_2O gewaschen und $CaCl_2$ getrocknet
107	4,7	262	10	Luft
111	4,2	257	10	Stickstoff
87	6,3	252	6	Stickstoff
86	7,2	268	6	Luft
72	11,05	285	6	Sauerstoff. Funken stahlblau
61,5	17,8	316	4	Sauerstoff
79	7,4	252	4	Luft
82	6,8	250	4	Stickstoff, sehr regelmäßig
61	19,4	327	4	Sauerstoff
63	12,8	264	2	Sauerstoff
76	6,8	234	2	Luft
85	4,1	200	2	Stickstoff

Tabelle C_3.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	$\frac{f}{\text{min}}$	Kupferkugeln Rohr U_3
37	39	353	6	γ_1 zu klein, erste Messung
41	33	350	6	
48	19,7	304	5	
47	19,5	290	5	**SO**$_2$ durch P_2O_5 getrocknet
49	15,5	274	4	
50	8,0	200	3	Parallelfunkenstrecke in Luft gibt etwa die
63	3,0	146	2	vierfache Funkenlänge
59	8,5	234	10	
59	7,7	222	8	
59	7,1	214	6	
63	4,2	173	4	**O**$_2$ aus Bombe
83	1,1	110	2	
59	6,2	200	6	
70	2,3	139	2	γ_1 zu klein, erste Messung
76	2,78	163	4	
73	4,3	197	6	Luft aus Bombe, getrocknet durch H_2SO_4 und
72	6,15	232	8	$C \cdot Cl_2$
69	6,5	231	10	
56	17,1	319	6	
60	10,05	258	4	
65	5,43	201	3	
77	2,1	143	2	**Cl**$_2$ durch H_2O gewaschen
61	8,7	243	4	
57	15,1	303	5	Licht der Funken grünlich, sehr hell
54	18,25	320	6	

Tabelle C_4.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	p cm Hg	Stahlzylinderelektroden 1 cm Durchm.	
46	22,55	292	1,5	194	K_e	Rohr B_{IV}
51,5	14,2	253		160		
58	7,3	199		116	SO_2	
63,5	4,65	171		98		
77	2,7	153		77		
74	31,25	505	1,5	226	K_e	
82	20,1	436		194		
90	13,5	391		156		
101	7,25	316		117	Luft	
113	4,8	284		97		
130	2,5	232		76		
66	72,5	700	1,6	102	K_e	
68	44,6	562		88,6		
74	29,3	488		77		
84	16,7	410		64		
98	9,15	346		53	SO_2	
119	4,5	288		43		
144	**2,15**	236		35		
182	3,3	(177)		25		
208	1,95	(154)		15		
125	4	284	1,6	225	K_e	
143	2,55	256		195		
150	**1.5**	204		165	H_2 aus Bombe	
197	4,15	179		131		
41	70,5	465	3,2	203	K_a	Die Messungen für $f = 3{,}2$ sind bei anderen Koppelungen, K_a und K_b, als die für $f = 1{,}6$ und $f = 1{,}5$ aufgenommen; jedoch sind alle Werte für F' dieser Tabelle auf die Koppelung K_e reduziert.
41,5	47,75	386		169		
44	36,3	354		138		
46	27,4	318		117		
50,5	18,0	277		98		
51	16,15	264		87	SO_2	
53,5	12,15	238		79		
58	**5,55**	172		60		
88	23,25	—		40		
125	**6,1**	—		28		
154	6,9	—		15		
55	20,03	313	3,2	227	K_b	
57	15,8	286		199		
64	10,7	259		171	Luft	
66	6,95	214		138,4		
67	6,23	206		115		
81	45,0	649	3,2	65	K_b	Brom (Rohr erhitzt).

Tabelle D_1.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	mm	
73	63,0	—	4		Luft, Kupferkugeln, K_{II} Rohr U
86	1,1	108	1	1,6	K_{III}
58	7,35	202	2	4,3	SO_2 1 Atm. Die Zahlen der letzten Kolumne geben die Länge einer Parallelfunkenstrecke in Luft mit Zinkkugeln 1 cm Durchmesser
49	19,4	287	3	8,7	
50	29,4	356	4	11,3	
44	41,4	386	5	18,5	
			6	23,2	
38,5	29,5	925	5,3		Aluminiumzylinderelektroden 1 cm dick Rohr B_{IV}
40,0	26,8	909	4,24		
40,5	24,2	872	4,24		
47	12,75	710	3,18		SO_2 flüssig K_{IV}
44,5	12,3	668	3,18		
56,5	4,25	473	2,12		
82	0,8	279	1,06		
42	23,5	883	5,3		
49	14,2	649	5,3		SO_2 flüssig, vollständige Kurve Tafel D_{1b}.

Tabelle D_2.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10$	f mm	p cm Hg	Stahlzylinderelektroden in SO_2 (aus Bombe)
52	54,5	494	1,06	193	K_{25_I} Rohr B_V
55	36,3	420		156,5	
66	19,5	359		121	
69	12,35	296		103	
77	7,3	250		84,8	
81	34	264		86,1	
93	19,1	223		70	
101	12,45	194		60	
122	5,83	156		45,3	
56,5	67,5	547	0,53	190	K_{30_I}
62,5	44,0	481		158	
66	25,5	384		126	
72	14,6	314		103	
79	8,25	256		85	
86	5,6	228		75	
93	3,55	195		64	
108	1,45	143		46	
59,5	47,7	—	2,12	168,5	keine Partialentl. 4 Amp. Speisestrom
67,0	79,0	—		183,5	ca. 8 „ 7,5 „ „
63,0	45,75	—		169,0	keine „ 4 „ „
71,0	76,0	—		181,0	ca. 8 „ 8 „ „

Tabelle E.

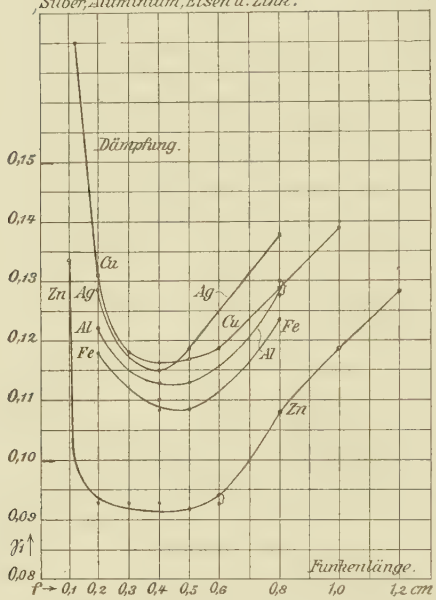
$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	f mm	Vakuumfunkenstrecke
			I $\lambda = 35$ m $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}4$.
			a) Vakuum mit Quecksilberpumpe.
43	4,5	ca. 2	
46	3,0	„ 2	Kurve A Tafel E_1 Rohr A_1 ungekühlt
44	4,1	„ 2	Aluminiumelektroden in Jenenser Glas
41	2,32	„ 2	
41	3,45	„ 2	
			b) Vakuum durch Kokosnußkohle und fl. Luft.
29	32,6	„ 2	Kurve B Tafel E_1
30	32,5		Rohr A_2 ungekühlte Al-Elektroden.
			II $\lambda = 60$ m $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}53$.
			Vakuum durch Kokosnußkohle und fl. Luft.
39	45	0,5	Rohr B_{III} Neusilberröhren mit Kupferstab und Al-
45	43,3	0,5	Elektroden durch Petroleum gekühlt
46	45	0,5	
43	45,75	0,5	
57	11,2	0,5	dasselbe Rohr 24 Stdn. später
59	10,87	0,5	Kurve Tafel E_2 Parallelfunkenstrecke Kupferkugeln 1 cm Durchmesser in Luft 25,7 mm

Tabelle F.

Nr.	F'	$\gamma_1 \cdot 10^3$ berechnet	Δ	gemessen	Δ	berechnet	$\sqrt{s_m}$
483 $f = 1{,}6$ mm	$10^3 \cdot \gamma_1 = 63{,}3 + 594 \cdot 10^{-3{,}6 \cdot F'}$			$10^3 \cdot \gamma_1 = 63{,}3 + 200 \cdot 10^{-0{,}24 \cdot \sqrt{s_m}}$			
	0,700	65,1	−0,9	66	−0,9	65,1	8,51
	0,562	68,9	+0,9	68	+0,3	68,3	6,68
	0,488	73,9	−0,1	74	−0,4	73,6	5,41
	0,410	83,1	−0,9	84	+0,2	84,2	4,08
	0,346	97,1	−0,9	98	+3,0	101,0	3,02
	0,288	117,9	−1,1	119	+6,2	125,2	2,12
	0,236	147,3	+3,3	144	+2,1	146	1,47
486 $f = 3{,}2$ mm	$\gamma_1 \cdot 10^3 = 36 + 76 \cdot 10^{-2{,}82 \cdot F'}$						
	0,465	39,7	−1,3	41			
	0,386	41,8	+0,3	41,5			
	0,354	43,6	−0,4	44,0			
	0,318	45,6	−0,4	46,0			
	0,277	48,6	−1,9	50,5			
	0,264	49,7	−1,3	51,0			
	0,238	52,2	−1,3	53,5			
	0,172	60,9	+2,9	58			

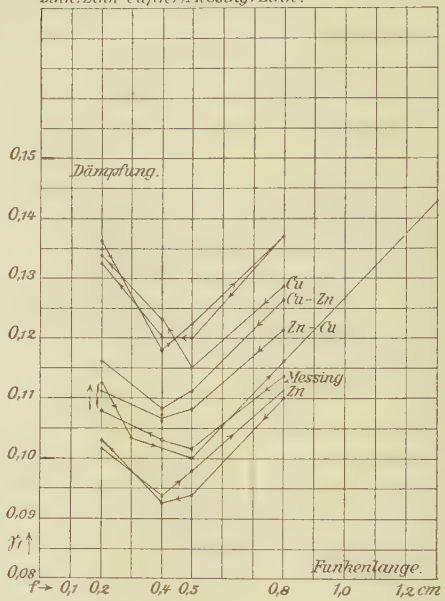
Stabelektroden aus Cupfer, Silber, Aluminium, Eisen u. Zink.

Tafel B1.



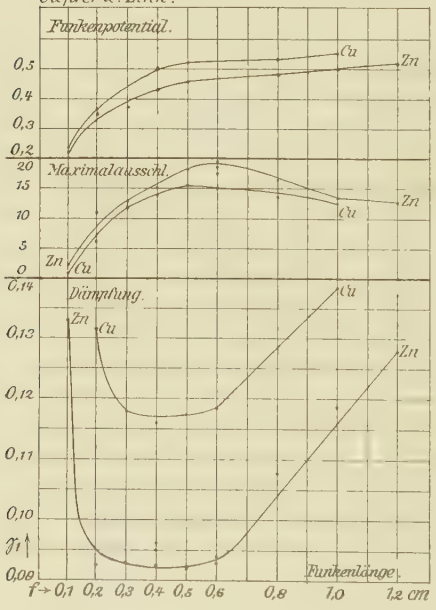
Stabelektroden aus Cupfer, Cupfer-Zink, Zink Cupfer, Messing, Zink.

Tafel B1b.



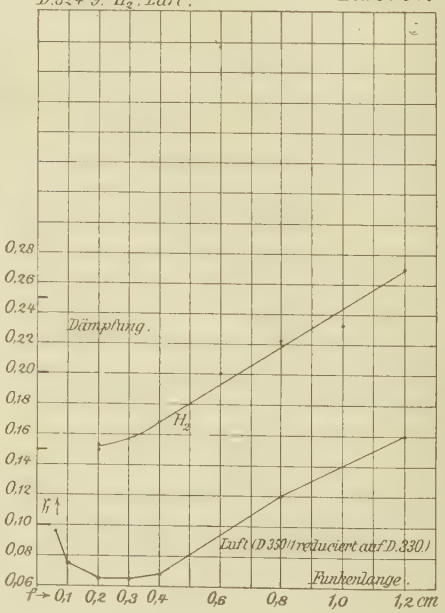
Stabelektroden aus Cupfer u. Zink.

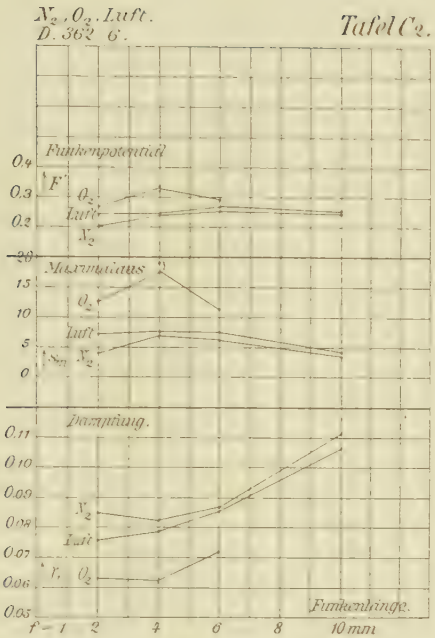
Tafel B1a.



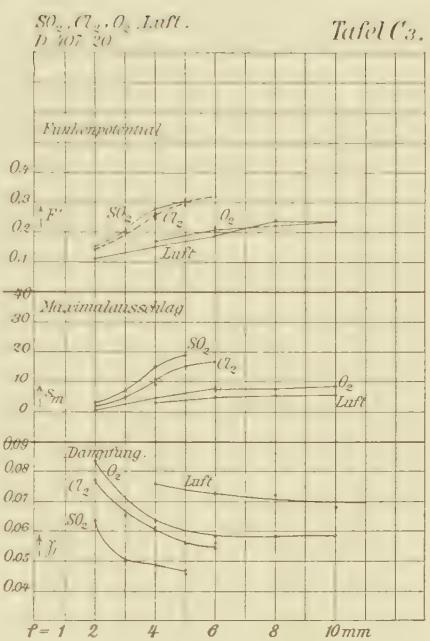
Cupferstabelektroden D.324 g. H_2, Luft.

Tafel C1.

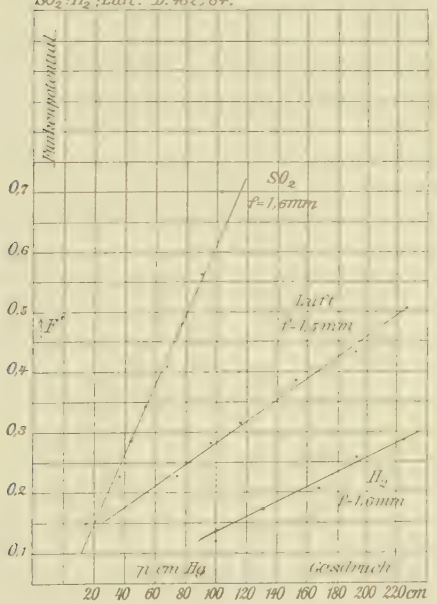




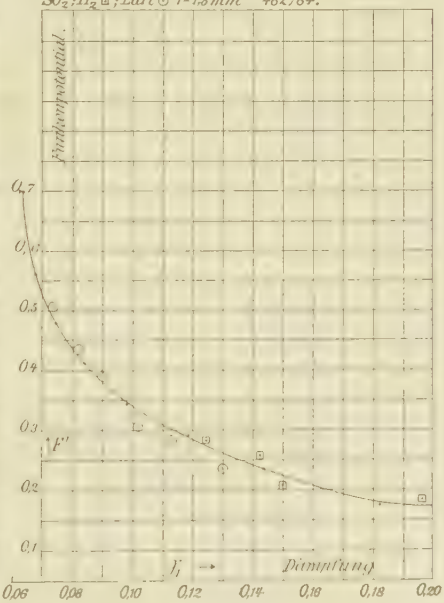
Tafel C2.



Tafel C3.

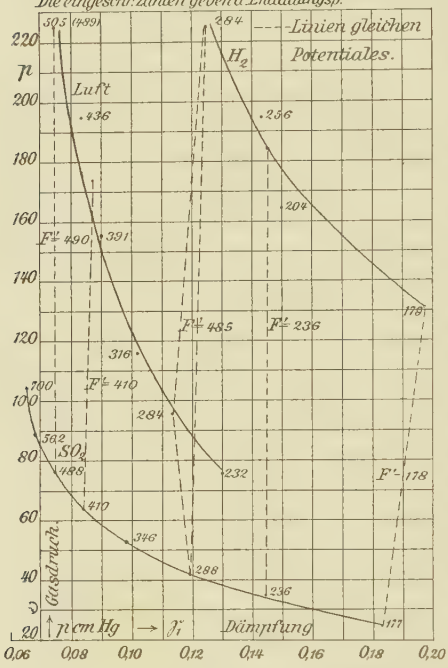


Tafel C4.

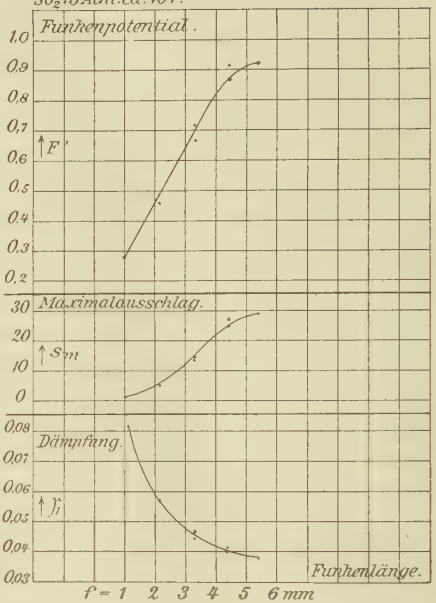


Tafel C4a.

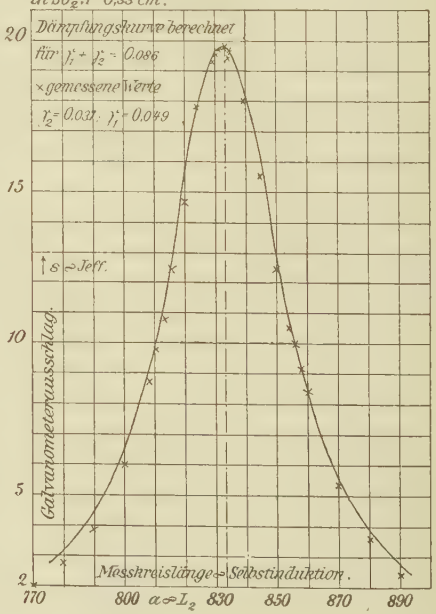
Gasdruck p und Dämpfung γ_1 482/84. Tafel C 4b.
Die eingeschr. Zahlen geben d. Entladungsp.



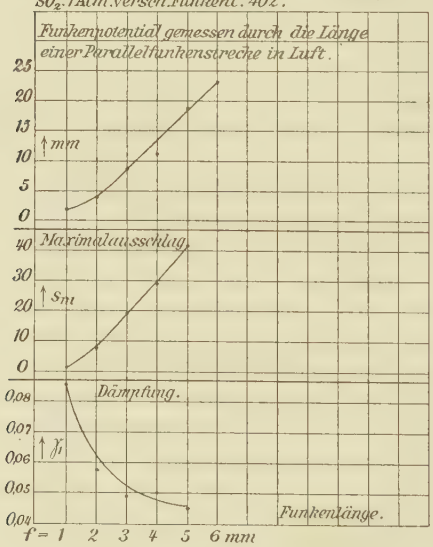
Dämpfung u. Funkenlänge. Tafel D 1a.
SO_2, 3 Atm. ca. 464.



Aluminiumelektroden
in SO_2. f = 0,53 cm. Tafel D 1b.

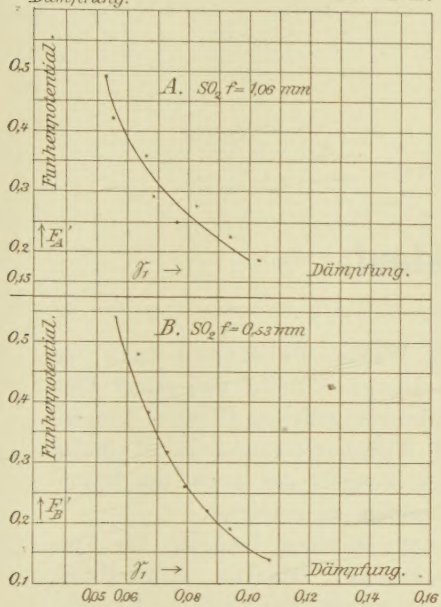


SO_2. 1 Atm. versch. Funkenl. 402. Tafel D 1.



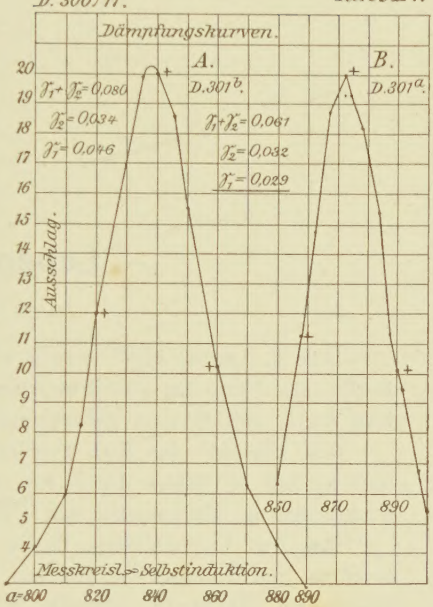
Funkenpotential und Dämpfung.

Tafel D II.



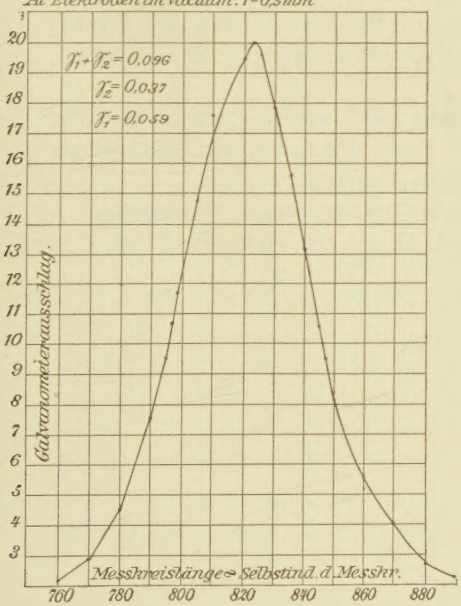
Vacuumfunkenstrecke. D. 300/17.

Tafel E 1.

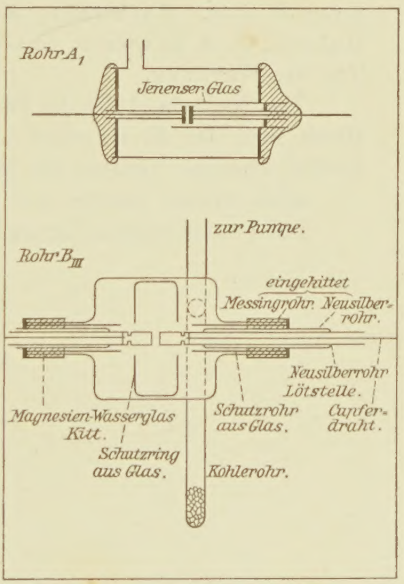


Resonanzkurve 459
Al-Elektroden im Vacuum. f=0,5mm

Tafel E 2.



Tafel E 3.



Lebenslauf.

Am 8. August 1883 wurde ich, Walter Ferdinand Zorn, zu Berlin als Sohn des Fabrikbesitzers Leopold Zorn und seiner Ehefrau Anna geb. Grube geboren und im evangelischen Glauben erzogen.

Ich besuchte das Kgl. Friedrich-Wilhelms-Gymnasium zu Berlin und verließ es Ostern 1903 mit dem Zeugnis der Reife, um Naturwissenschaften, Mathematik und Philosophie zu studieren.

An den Universitäten Berlin und München besuchte ich Vorlesungen und Übungen der Herren: v. Baeyer, Blasius, R. du Bois-Reymond, Dessoir, Drude, Engelmann, Frobenius, Graetz, Harries, K. A. Hofmann, Knoblauch, Landolt, Lampe, Lehmann-Filhés, Markwald, Münch, Paulsen, Planck, Riehl, Rubens, H. A. Schwarz, Schottky, Schur, Starke, Strassmann, Thiele, Warburg.

Von Michaelis 1905 bis Michaelis 1909 arbeitete ich in dem von Herrn Prof. Dr. P. Drude † und Herrn Prof. Dr. H. Rubens geleiteten Physikal. Institut der hiesigen Universität.

Allen meinen Lehrern bin ich zu großem Danke verpflichtet.

Die Promotionsprüfung bestand ich am 16. Dezember 1909.